Untersuchungen über die Magnetisierbarkeit von Mangan und Chrom in massivem und pulverförmigem Zustande.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Hohen Philosophischen Fakultät der Universität Marburg

vorgelegt von

Willy Lepke
aus Frankfurt a. M.

ACAD.
LUGD.BAT.
BIBL.

Marburg
R. Friedrich's Universitätsbuchdruckerei (Inhaber: Karl Gleiser).
1913.

Von der Philosophischen Fakultät als Dissertation angenommen
am 7. November 1913.

Referent: Prof. Dr. F. Richarz.

Meinen lieben Eltern

in Dankbarkeit gewidmet.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41556031_0099

Inhaltsverzeichnis.

Seite

I. **Einleitung:** Bestimmung der Aufgabe . . . . . 7—9

II. **Methode der Untersuchung** . . . . . 10—18

1. Gründe für die Wahl der Curie-Weiß'schen Methode . . 10—11
2. Prinzip der Methode 11
3. Ableitung der mathematischen Beziehungen . . . . . 12—15
4. Anordnung zur Ausführung der Methode von P. Curie . 15—16
5. Anordnung zur Ausführung der Methode von P. Weiß . 16—18

III. **Bestimmung der Susceptibilität der Aichlösung** . . . 19—35

1. Gründe für die Wahl einer Nickelnitratlösung 19
2. Bestimmung der Konzentration der Lösung . . . . . 19—20
3. Bestimmung der Susceptibilität durch die Quinckesche Steighöhenmethode . . . . . 20—35

a) Prinzip der Methode . . . . . 20—22
b) Beschreibung der Apparatur . . . . . 23—27
c) Messung der Steighöhe . . . . . 27—28
d) Messung der Feldstärke . . . . . 28—34

α) Gleichförmigkeit des Feldes . . . . . 28—29
β) Bestimmung des Reduktionsfaktors des ballistischen Galvanometers . . . . . 29—31
γ) Bestimmung der Ausschläge am ballistischen Galvanometer . . . . . 31—32
δ) Bestimmung der Windungsfläche des Probespülchens . . . . . 32—34

e) Reduktion auf eine bestimmte Temperatur und Berechnung des Susceptibilitätswertes der Lösung 34—35

IV. **Beschreibung der definitiven Versuchs-Apparatur** . . 36—41

V. **Vorbereitende Messungen** . . . . . 42—53

1. Methode zur Bestimmung der Lage des Maximums der ponderomotorischen Kraft 42
2. Die in diesem Maximum zu erfüllenden Bedingungen . 43
3. Festlegung der günstigsten Stellung der Magnetarme zur Messung von $\varkappa_m$: . . . . . 43—50
   a) bei hohen Feldstärken . . . . . 43—50
   b) bei niedrigen Feldstärken 50
4. Bestimmung der im Maximum herrschenden Feldstärken 51—53

VI. Messung und Berechnung der Susceptibilitäten von Mangan und Chrom . . . . . 54—58
1. Praktische Ausführung der Messungen . . . . . 54—56
2. Kontroll-Bestimmung der Susceptibilität von Wasser . 56—57
3. Berechnung der Susceptibilitäten von Mangan und Chrom 57—58

VII. Ergebnis der Untersuchung . . . . . 59—64
1. Feststellung von Ferromagnetismus bei allen Proben in Bezug auf die Abhängigkeit des Susceptibilitätswertes von der Feldstärke . . . . . 59—60
2. Eisengehalt und Ferromagnetismus . . . . . 61—62
3. Vergleich mit anderen Ergebnissen 62
4. Discussion der Einzelwerte . . . . . 62—64
   a) Mangan und Chrom massiv . . . . . 62—63
   b) Mangan und Chrompulver. Bestätigung der Annahme von Ihde . . . . . 63—64

I. Einleitung.

Diejenigen Substanzen, die eine positive Magnetisierungsintensität besitzen, lassen sich bekanntlich einteilen in paramagnetische und ferromagnetische Körper. Bei ersteren Substanzen wächst die Magnetisierungsintensität proportional mit der Feldstärke an, behält aber selbst bei den höchsten Feldern einen sehr kleinen Wert; im Gegensatz dazu erreicht bei ferromagnetischen Substanzen diese Größe bedeutendere Werte und ändert sich auch nicht proportional mit dem magnetisierenden Felde. Es steigt nämlich die Magnetisierungsintensität der ferromagnetischen Substanzen nur bei ganz schwachen Feldern proportional mit der Feldstärke an, bei mittleren Feldern erfolgt dann ein sehr steiles Ansteigen, und schließlich nähert sie sich asymptotisch einem Grenzwerte bei hohen Feldern (Sättigung). Man nennt die Kurve, die diese Änderung der Magnetisierung darstellt, die „jungfräuliche" Kurve.

Man definiert nun als Susceptibilität das Verhältnis der Magnetisierungsintensität zu der diese Magnetisierung hervorrufenden Feldstärke. Da diese Größe auf Volumen- oder Masseneinheit bezogen werden kann, so ist dasselbe für die Susceptibilität möglich. Wir wollen die auf die Volumeneinheit bezogene Susceptibilität mit $\varkappa_v$ bezeichnen, die auf die Masseneinheit bezogene, die „spezifische", mit $\varkappa_m$; es ist dann klar, daß zwischen $\varkappa_v$ und $\varkappa_m$ die Beziehung $\varkappa_m = \frac{\varkappa_v}{s}$ besteht, wo s die Dichte der betreffenden Substanz bedeutet. Nach der Definition der Susceptibilität und nach dem oben über die Magnetisierbarkeit Gesagten ist es klar, dass für paramagnetische Substanzen die Susceptibilität unabhängig ist von der Feldstärke. Für ferromagnetische Substanzen dagegen wächst sie zunächst bis

zu einem Maximum an, dessen Lage durch den Berührungspunkt der vom Nullpunkt an die jungfräuliche Magnetisierungskurve gelegten Tangente gegeben ist, und fällt dann allmählich wieder ab, um sich dem Werte Null zu nähern.

Bei den von K. Ihde im hiesigen Institute nach der magnetischen Zugmethode angestellten Untersuchungen über die Magnetisierbarkeit von Mangan, Mangankupfer und Chrom[1]) hatte sich für Mangan und Chrom Ferromagnetismus in Bezug auf die Abhängigkeit des Susceptibilitätswertes von der Feldstärke ergeben. Es zeigten nämlich für diese Substanzen in Pulverform die Susceptibilitätswerte zunächst von 1000 Gauß ab ein Ansteigen bis zu einem Maximum bei ca. 2000 Gauß und dann einen allmählichen Abfall, während sich für die massiven Substanzen desselben Materials nur ein Abfall der Susceptibilitätswerte konstatieren ließ. Es war zu vermuten, daß sich für die massive Form dieser Substanzen das Maximum bei Feldstärken kleiner als 1000 Gauß finden werde. Da jedoch nach der verwendeten Methode Untersuchungen nur bei Feldstärken oberhalb ca. 1000 Gauß vorgenommen werden konnten, so konnte Ihde die Lage des Maximums der massiven Form der Substanzen noch nicht bestimmen. Herr Professor Richarz veranlasste mich, mit einer empfindlicheren Methode die Lage dieses Maximums festzustellen.

Außer Mangan und Chrom in massiver Form kamen, wie erwähnt, bei Ihde noch Pulver dieser Substanzen zur Untersuchung. Diese zeigten gegenüber der massiven Substanz einen bedeutend erhöhten Wert der Susceptibilität. Ihde erklärte diese interessante Erscheinung durch folgende Überlegung. Wenn man die Masseneinheit einer massiven Substanz zerkleinert, so ist dies mit einer Vergrösserung der Oberfläche verbunden. Da man sich vorstellen kann, daß an der Oberfläche liegende Elementarmagnete leichter dem Einfluß des magnetischen Feldes folgen können, als im Innern befindliche, so wird bei derselben Feldstärke die Intensität der Magnetisierung der Masseneinheit und damit auch die spezifische Susceptibilität bei Pulvern größer sein als bei massiver Form derselben Substanz. Die Richtigkeit der Theorie wäre erwiesen, wenn für genügend hohe Felder, bei denen die Einwirkung dieser

1) K. Ihde, Inaug.-Diss. Marburg 1912. Ann. der Phys. (4) 41. p. 829, 1913.

einzelnen an der Oberfläche liegenden Elementarmagnete zurücktreten muß, die spezifischen Susceptibilitätswerte von Pulvern und massiver Substanz zusammenfielen. Ihde selbst konnte diese Folgerungen seiner Annahme nicht mehr nachprüfen, da er mit dem ihm zur Verfügung stehenden Elektromagneten nur Felder bis zu 6000 Gauß erreichen konnte. Mittlerweile jedoch hat das hiesige Institut einen ganz bedeutend leistungsfähigeren Magneten erhalten, und so war es mir möglich zur Prüfung der Theorie die Susceptibilitätswerte von Mangan und Chrom in fester und Pulverform bei ziemlich hohen Feldstärken festzustellen.

Zur Untersuchung gelangten daher ausserordentlich grobkörniges und im Achatmörser sehr fein pulverisiertes Mangan und Chrom.

II. Methode der Untersuchung.

Gründe für die Wahl der Curie-Weiss'schen Methode.

Bei den bisher im hiesigen Institute außer von Ihde auch von W. Gebhardt[1]) ausgeführten Untersuchungen über die Magnetisierbarkeit von Mangan und Chrom wurde die magnetische Zugmethode angewandt. Diese Methode, die u. a. auch von E. Take[2]) bei der Untersuchung der Magnetisierbarkeit der bei den Spandauer Gravitationsbestimmungen von F. Richarz und O. Krigar-Menzel verwendeten Materialien benutzt wurde, beruht auf folgendem Prinzip. Die zylinderförmige Probe wird an einem Arm einer sehr empfindlichen Wage angehängt, die Wage ins Gleichgewicht gebracht, die Justierung so getroffen, daß die untere Fläche des Probezylinders bis in die Achse der beiden gerade gegenüberstehenden Zylinderpole eines Magneten reicht, wenn der Magnet nicht erregt ist. Wird nun ein Feld erzeugt, so treten, je nachdem der Körper para- oder diamagnetisch ist, nach der Achse des Magneten hin-, bezw. von ihr weg-gerichtete Kräfte auf. Aus der Masse, die nötig ist, um das Gleichgewicht der Wage wiederherzustellen, und aus den an der oberen und unteren Grundfläche des Zylinders herrschenden mittleren Feldstärken läßt sich dann die auf die Volumeneinheit bezogene Susceptibilität der Probe berechnen. Um bei dieser Methode wirklich gut meßbare Kräfte zu bekommen, müssen sehr große Massen verwendet werden. So benutzte Ihde Mangan- und Chromzylinder von 31,7 mm Höhe und 12,5 mm Durchmesser, d. h. Massen von ca. 28 gr. Aber trotzdem wurden die Züge bei Feldstärken kleiner als 1000 Gauß so gering, daß dann eine genaue Messung unmöglich war.[3]) Nach Bestimmung meiner Aufgabe kam es aber gerade darauf an, den Wert der Susceptibilität bei Einwirkung von sehr kleinen Feldern festzustellen. Es war also nötig, an Stelle der bisher

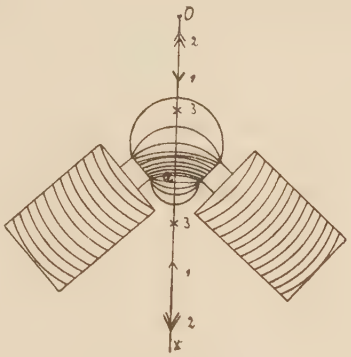
1) W. Gebhardt, Inaug.-Diss. Marburg 1909.
2) Take, Inaug.-Diss. Marburg 1904.
3) cf. Ihde (l. c. S. 42).

benutzten Methode eine andere treten zu lassen. Eine Methode, die bei sehr geringen Substanzmengen kleinste Kräfte zu messen erlaubt, ist die von P. Curie[1]) im Jahre 1895 angegebene, von K. Honda[2]) und M. Owen[3]) weiter benutzte und von P. Weiß[4]) vervollkommnete Methode.

Prinzip der Methode.

Die von P. Curie angegebene Methode benutzt ein ungleichförmiges Magnetfeld mit einem starken Feldgefälle, das entweder durch Polschuhe besonderer Form oder dadurch hergestellt werden kann, daß man die Arme eines Magneten unter bestimmtem Winkel gegen einander neigt. Bezeichnen wir (vgl. Fig. 1) die Schnittlinie der vertikalen Symmetrieebene des Magneten und der horizontalen Ebene der Magnetachsen mit Ox, so wird bei Erregung des Magneten die ponderomotorische Kraft, die auf eine in irgend einen Punkt dieser Linie gebrachte Substanzmenge ausgeübt wird, in Richtung dieser Linie wirken, und zwar bei paramagnetischen Körpern nach der Stelle größter Kraftliniendichte hin, bei diamagnetischen umgekehrt. In einem bestimmten Punkte der Linie Ox ist diese Kraft am größten. Es bietet gewisse Vorteile, in dieses Maximum die zu untersuchende Substanz zu bringen.

Figur 1.



Grundriß.

a: Stelle größter Kraftliniendichte.
Ox: Schnittlinie der vertikalen Symmetrieebene des Magneten und der horizontalen Ebene der Magnetachsen.
1: Richtung der ponderomotorischen Kraft für paramagnetische Körper.
2: Richtung der ponderomotorischen Kraft für diamagnetische Körper.
3: Maxima der ponderomotorischen Kraft.

1) Ann. d. Chim. et de Phys. S. VII T 5, p. 289. Curie oeuvres 1908, S. 232.
2) Ann. d. Phys. 32, 1910, p. 1027.
3) Ann. d. Phys. 37, 1912, p. 657.
4) Journal d. Phys. T. 1, S. V, 1911, S. 274.

Ableitung der mathematischen Beziehungen.

Wie groß ist nun allgemein die Kraft, die von einem magnetischen Felde auf eine Masse m in einem Punkte der Linie Ox ausgeübt wird? Nehmen wir an, $d\tau$ sei ein beliebig begrenztes kleines Volumen eines Körpers mit einer Susceptibilität von der Größenordnung der paramagnetischen Körper, dann ist die magnetische Energie in diesem Raume gegeben durch

$$E = \frac{\mu}{8\pi} \mathfrak{H}^2 \, d\tau,^{1})$$

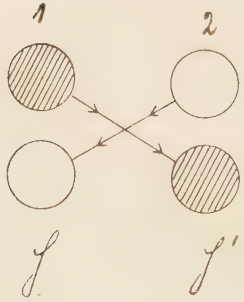
worin μ die auf Luft bezogene Permeabilität und $\mathfrak{H}$ die in $d\tau$ herrschende Feldstärke bedeutet, die sich, da wir die entmagnetisierende Kraft vernachlässigen können, von der in Luft bestimmten Feldstärke nicht unterscheidet. Es muß nun, wenn ein Körper durch die Wirkung einer Kraft Energie aufnimmt, diese Energiezunahme gleich der von der Kraft an ihm geleisteten Arbeit sein. In unserem Falle gilt also, wenn $d\tau$ durch die wirkende ponderomotorische Kraft $\mathfrak{F}$ um ein Stück dx verschoben wird:

$$dE = \mathfrak{F} \, dx$$

oder auch

$$\mathfrak{F} = \frac{dE}{dx},$$

Figur 2.



wobei dE die Zunahme der magnetischen Energie bedeutet. Wir nehmen an, $d\tau$ gelange bei dieser Verschiebung von der Stelle 1 mit der Feldstärke $\mathfrak{H}$ nach der Stelle 2 (Feldstärke $\mathfrak{H}'$), wobei $\mathfrak{H}'$ größer sei wie $\mathfrak{H}$. Der Körper sei umgeben von Luft, deren Permeabilität wir praktisch gleich 1 setzen können. Wie groß ist nun die Energieänderung dE bei dieser Verschiebung? Wir können uns diese in zwei Teile zerlegt denken (vgl. Fig. 2): 1. in die Energieänderung, die eintritt, wenn der Körper mit der Permeabilität μ aus seiner ursprünglichen Lage 1 in die neue Lage 2 übergeht. 2. in die Energieänderung, die

1) Siehe z. B. Richarz, Anfangsgründe der Maxwellschen Theorie, 1909 p. 21.

erfolgt, wenn an Stelle des Raumteiles 2 der Raumteil 1 mit Luft erfüllt wird. Nach unserer Voraussetzung über $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{H}'$ bedeutet die erste Änderung eine Energievermehrung dE_1, die zweite eine Energieverminderung dE_2. Demnach wird, da $dE_1 > dE_2$, $dE_1 - dE_2$ die Zunahme der magnetischen Energie darstellen.

Diese ist gleich der Arbeit $\mathfrak{F}\,dx$, also

$$\mathfrak{F} = \frac{d(E_1 - E_2)}{dx}$$

oder

$$\mathfrak{F} = \frac{1}{8\pi} \frac{\partial [(\mu - 1)\,\mathfrak{H}^2]}{\partial x} d\tau.$$

Führen wir an Stelle der Permeabilität μ die Susceptibilität $\varkappa_v$ ein durch die Beziehung

$$\mu = 1 + 4\pi\varkappa_v,$$

so wird

$$\mathfrak{F} = \frac{1}{2} \frac{\partial(\varkappa_v\,\mathfrak{H}^2)}{\partial x} d\tau$$

oder

$$\mathfrak{F} = \left[\varkappa_v \mathfrak{H} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x} + \frac{1}{2}\mathfrak{H}^2 \frac{\partial \varkappa_v}{\partial x}\right] d\tau$$

An Stelle von $d\tau$ können wir auch ein Massenteilchen m:

$$m = s\,d\tau$$

einführen und dann die Susceptibilität auf die Masseneinheit beziehen:

$$\varkappa_m = \frac{\varkappa_v}{s},$$

sodaß entsteht:

$$\mathfrak{F} = \left[\varkappa_m \mathfrak{H} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x} + \frac{1}{2}\mathfrak{H}^2 \frac{\partial \varkappa_m}{\partial \mathfrak{H}} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}\right] m. \tag{1}$$

Es ist klar, daß für paramagnetische Substanzen das letzte Glied in der Klammer wegfallen muß, da $\frac{\partial \varkappa_m}{\partial \mathfrak{H}}$ verschwindet, und wir erhalten in diesem speziellen Falle:

$$\mathfrak{F} = m\varkappa_m \mathfrak{H} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}, \tag{2}$$

worin $\varkappa_m$ die auf Luft bezogene spezifische Susceptibilität ist. Kennen wir also $\mathfrak{F}$, $\mathfrak{H}$, $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$, so läßt sich $\varkappa_m$ einer paramagnetischen Substanz sofort berechnen.

Haben wir aber einen Körper zu untersuchen, dessen Susceptibilität abhängig ist von der Feldstärke, so ist folgende von Herrn Prof. Richarz angegebene Rechnung auszuführen, wie dies Ihde bei seiner Methode ebenfalls tun mußte (l. c. S. 14 bezw. S. 833). Wir setzen $\varkappa$ als ganze rationale Funktion von $\mathfrak{H}$ an, wobei wir nur die Glieder bis zur zweiten Ordnung zu berücksichtigen brauchen, wenn wir uns auf kleine Bereiche beschränken:

$$\varkappa = a_0 + a_1 \mathfrak{H} + a_2 \mathfrak{H}^2. \tag{3}$$

Demnach entsteht

$$\frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}} = a_1 + 2\, a_2 \mathfrak{H}. \tag{4}$$

Führen wir diese Werte in unsere Ausgangsgleichung (1) für $\varkappa$ und $\frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}}$ ein, so entsteht

$$a_0 + \frac{3}{2} a_1 \mathfrak{H} + 2\, a_2 \mathfrak{H}^2 = -\frac{\mathfrak{F}}{m \mathfrak{H} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}}. \tag{5}$$

Ist uns durch Beobachtung $\mathfrak{F}$, $\mathfrak{H}$, $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$ bekannt, so können wir aus 3 solchen voneinander unabhängigen Beobachtungen 3 Gleichungen gewinnen zur Bestimmung von $\frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}}$:

$$\begin{aligned} a_0 + \frac{3}{2} a_1 \mathfrak{H}_1 + 2\, a_2 \mathfrak{H}_1^2 &= -\frac{\mathfrak{F}_1}{m_1 \mathfrak{H}_1 \left(\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}\right)_{\mathfrak{H}_1}} \\ a_0 + \frac{3}{2} a_1 \mathfrak{H}_2 + 2\, a_2 \mathfrak{H}_2^2 &= -\frac{\mathfrak{F}_2}{m_2 \mathfrak{H}_2 \left(\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}\right)_{\mathfrak{H}_2}} \end{aligned} \tag{5 a}$$

$$a_0 + \frac{3}{2} a_1 \mathfrak{H}_3 + 2 a_2 \mathfrak{H}_3^2 = \frac{\mathfrak{F}_3}{m_3 \mathfrak{H}_3 \left(\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}\right)_{\mathfrak{H}_3}}.$$

Aus diesen drei Gleichungen lassen sich nämlich a_0, a_1 und a_2 berechnen, und damit haben wir gemäß Gleichung (4) $\frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}}$ als lineare Funktion dargestellt. Da dies aber unter Umständen nur gültig ist in relativ kleinen Bereichen, so müssen die Beobachtungen bei nahe beieinanderliegenden Feldstärken ausgeführt werden. Es läßt sich dann der ganze Feldstärkenbereich zur Durchführung der obigen Rechnung in zweckentsprechender Weise unterteilen, und, indem man für einen kleinen Bereich nach dem anderen $\frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}}$ berechnet, kann man also für jede beobachtete Feldstärke den zugehörigen Susceptibilitätswert eines schwach-ferromagnetischen Körpers berechnen.

Anordnung zur Ausführung der Methode von P. Curie.

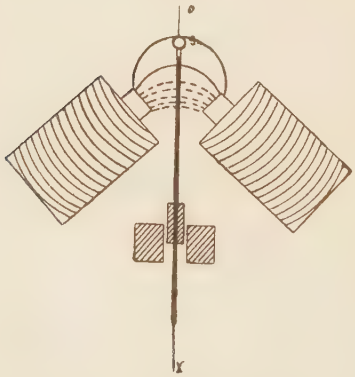
Es sind demnach drei Größen, die man kennen muß. Die ponderomotorische Kraft $\mathfrak{F}$, die Feldstärke $\mathfrak{H}$ und $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$, das Feldgefälle. Bei der Anordnung von Curie, der nur paramagnetische Substanzen untersuchte, wurde $\mathfrak{F}$ durch die Torsion eines Fadens bestimmt. Wenn sehr verschiedene Kräfte gemessen werden sollen, so ist es nötig, verschiedene Fäden zu verwenden; bei starken Kräften solche mit großer Direktionskraft, bei schwachen solche mit kleinerer. So benutzte Curie für seine Messungen, die er in der oben zitierten Arbeit beschreibt, 3 Drähte. Dies beständige Wechseln der Fäden bei den Versuchen ist ziemlich unbequem. Die Feldstärke wurde nach der bekannten Wilhelm Weber'schen Methode durch Umdrehung einer Spule um 180° bestimmt. Es fehlt nun noch die Feststellung der Größe von $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$. Diese geschah prinzipiell in folgender Weise. Eine Spule wurde in einen Punkt der Linie Ox gebracht, mit der Windungsfläche senkrecht zur Richtung des Feldes, dann plötzlich um $dx = 0{,}5$ bis 1,5 mm in

Richtung Ox verschoben. Bei dieser Verschiebung ändert sich der Kraftlinienfluß φ durch die Spule um eine Größe $\Delta\varphi$, die aus dem Ausschlag eines ballistischen Galvanometers und der Windungsfläche der Spule gefunden werden kann. Die Verschiebung dx wird mikroskopisch bestimmt, und damit sind alle Größen zur Berechnung des Feldgefälles bekannt. Honda und Owen hatten im Prinzip dieselbe Anordnung. Gerade diese letzten Messungen sind ziemlich schwierig, weil man sehr kleine Ausschläge am Galvanometer hat. Honda und Owen geben an, daß die Versuchsfehler 1 % nicht übersteigen. Die Bestimmung von $\mathfrak{H}$ und $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$ braucht eigentlich nur in dem Punkte, wo $\mathfrak{F}$ ein Maximum ist, zu geschehen. Um die Lage dieses Punktes festzustellen, ist aber eine Messung von $\mathfrak{H}$ und $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$ in verschiedenen Punkten der Linie Ox erforderlich, woraus man durch Rechnung den gesuchten Punkt finden kann.

Anordnung zur Ausführung der Methode von P. Weiss.

Es sind zwei Schwierigkeiten, die bei der Curie'schen Anordnung hervortreten, einmal die Messung von $\mathfrak{F}$ und dann die Messung des Feldgefälles. In diesen beiden Punkten setzen die Verbesserungen von Weiß ein. Er kompensiert die ponderomotorische Kraft $\mathfrak{F}$ des magnetischen Feldes durch die elektrodynamische Anziehung oder Abstoßung zweier koaxialer, halb ineinandersteckender Spulen, die sich reibungslos ineinander verschieben können. Die äußere ist fest, während die innere auf einem Stabe aufsitzt, der die Substanz in das Feld bringt (vgl. Fig. 3). Hat die Substanz durch die Kraft $\mathfrak{F}$ eine Ablenkung erfahren, und sind die Ströme in den beiden Spulen so reguliert, daß wieder Gleichgewicht herrscht, so muß sein

Figur 3.



Grundriß.

$$\mathfrak{F} = B_0 J i, \tag{6}$$

worin J der Strom in der festen, i in der beweglichen Spule und B_0 ein empirisch zu bestimmender Faktor ist, der von der Länge, der Windungszahl, dem Durchmesser und der gegenseitigen Lage der Spulen abhängt. Diese Methode $\mathfrak{F}$ zu messen, hat gegenüber der Curie'schen den großen Vorteil, daß man Kräfte sehr verschiedener Größe mit derselben Anordnung messen kann.

Um die Bestimmung des Feldgefälles zu vermeiden, geht Weiß vergleichend vor. Wir können setzen für paramagnetische Substanzen nach (2) und (6)

$$B_0 J i = m \varkappa_m \mathfrak{H} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$$

oder

$$m \varkappa_m = \frac{B_0}{\mathfrak{H} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}} J i = B J i, \tag{7}$$

worin also

$$B = \frac{B_0}{\mathfrak{H} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}} \tag{8}$$

eine vom Magnetisierungsstrom abhängige Konstante ist. Haben wir diese Konstante mit einer Substanz von genau bekannter Susceptibilität bestimmt, so können wir die Susceptibilität jeder anderen paramagnetischen Probe bei demselben Magnetisierungsstrom finden.

Haben wir dagegen eine schwach-ferromagnetische Substanz, so gilt nach (1) und (6)

$$B_0 J i = m \mathfrak{H} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x} \left[\varkappa_m + \frac{1}{2} \mathfrak{H} \frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}} \right] \tag{9}$$

oder nach (8)

$$\frac{B_0}{\mathfrak{H} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}} J i = m \left[\varkappa_m + \frac{1}{2} \mathfrak{H} \frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}} \right] = B J i$$

und darnach wird

$$\varkappa_m = \frac{B\,J\,i}{m} - \frac{1}{2}\,\mathfrak{H}\,\frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}}. \tag{10}$$

Die Größe B können wir nun mit einer paramagnetischen Substanz von bekannter Susceptibilität experimentell bestimmen und daraus auch $\frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}}$; denn es werden unsere drei Bestimmungsgleichungen [s. Gleichungen (5a)] für $\frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}}$ unter Heranziehung der Gleichungen (6) und (8) von der Form

$$a_0 + \frac{3}{2}\,a_1\,\mathfrak{H}_e + 2\,a_2\,\mathfrak{H}_e^{\,2} = \frac{B_e\,\mathfrak{J}_e\,i_e}{m_e}, \tag{11}$$

wo e einen der Indices 1, 2, 3 annehmen kann. Haben wir die rechte Seite der Gleichung für 3 bekannte nahebeieinanderliegende Feldstärken bestimmt, so kann $\frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}}$ berechnet werden, wie dies auf S. 14 und 15 näher ausgeführt ist. So kann also bei der Bestimmung der Susceptibilität ferromagnetischer Substanzen die Messung des Feldgefälles vermieden werden.

Auch die Bestimmung des Punktes, wo die Kraft $\mathfrak{F}$ ein Maximum besitzt, ist eleganter als bei Curie, was ich in diesem Zusammenhange schon erwähnen möchte, obwohl dieser Vorteil nicht durch die Methode, sondern durch die Anordnung der Weiß'schen Apparatur bedingt ist. Diese macht es möglich, den Verlauf der Kraft $\mathfrak{F}$ direkt experimentell ohne jede Rechnung zu finden, wie ich nachher noch näher zeigen werde.

Die Untersuchungen der vorliegenden Dissertation sind nach der Weiß'schen Methode durchgeführt.

III. Bestimmung der Susceptibilität der Aichlösung.

Gründe für die Wahl einer Nickelnitratlösung.

Die Anwendung der Weiß'schen Methode setzt also die genaue Kenntnis des Wertes der Susceptibilität einer paramagnetischen Aichsubstanz voraus. Trotz mancher Nachteile, wie z. B. starke Temperaturabhängigkeit der Susceptibilität ist die Wahl einer Lösung als Aichsubstanz vorzuziehen, da $\varkappa_m$ von Flüssigkeiten nach den vorhandenen Methoden sich einfacher und genauer bestimmen läßt als von festen Körpern. Die Aichlösung muß folgende Bedingungen erfüllen: 1. eine relativ hohe Magnetisierbarkeit besitzen, damit die Bestimmung des Susceptibilitätswertes prozentualiter genauer durchgeführt werden kann, 2. muß sie sich längere Zeit halten, ohne von der Luft angegriffen und zersetzt zu werden. Eisen und Mangansalzlösungen erfüllen zwar die erste Bedingung, doch treten mit der Zeit leicht chemische Änderungen ein. Nickelsalzlösungen dagegen erscheinen im vorliegenden Falle geeignet.[1]) Als Aichsubstanz wurde deshalb eine Nickelnitratlösung gewählt.

Um aber kontrollieren zu können, ob die Lösung sich tatsächlich nicht geändert hat, ist es nötig die Konzentration zu kennen.

Bestimmung der Konzentration.

Die Bestimmung dieser Größe durch Wägung der aufzulösenden Substanz wäre wegen der sehr starken hygroskopischen Eigenschaften des Salzes nicht sehr genau geworden. Es mußte daher

1) Vgl. du Bois, Magnetische Kreise, deren Theorie und Anwendung, 1894, S. 335.

nach Herstellung der Lösung auf andere Weise z. B. durch Elektrolyse untersucht werden, wieviel Nickel die Lösung enthalte. Die Analyse wurde, wie folgt, vorgenommen. Ein bestimmtes Volumen der Lösung mit einer geaichten Pipette abzunehmen, ging nicht an, weil dabei infolge der hohen Konzentration der Lösung ein ziemlich großer Fehler hätte unterlaufen können. Es wurden deshalb ca. 15—20 gr in einem Wägegläschen abgewogen, die Probe mit destilliertem Wasser auf 200 ccm verdünnt und erst von dieser verdünnten Lösung ca. 15 ccm abpipettiert und deren Nickelgehalt festgestellt. Die direkte Elektrolyse wird, wie Professor Thiel[1]) gezeigt hat, durch Nitritbildung erschwert und ist nur bei besonderer Wahl der Elektroden möglich. Die zu untersuchenden Proben mußten deshalb zur Bildung von direkt elektrolysierbarem Nickelchlorid mit Salzsäure eingedampft werden und wurden dann erst elektrolytisch behandelt. In dieser Weise wurden 4 Analysen vorgenommen, die gut übereinstimmende Werte lieferten, und es ergab sich, daß in 1 gr der Lösung 71,1 mg Nickel enthalten waren. Die Lösung wurde in einer luftdicht verschlossenen Flasche aufbewahrt, sodaß eine Konzentrationsänderung durch Verdampfen nach Möglichkeit ausgeschlossen war.

Messung von $\varkappa_m$ durch die Steighöhenmethode.

a) Prinzip der Methode.

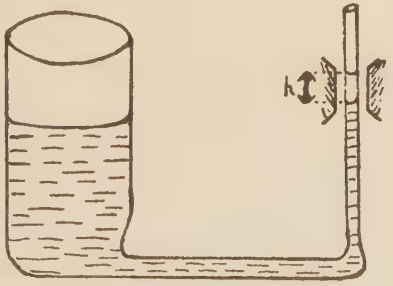
Zur Bestimmung der Susceptibilität der Aichlösung schien am geeignetsten die von Quincke[2]) angegebene, dann später vor allem von Königsberger[3])[4]) angewandte Steighöhenmethode. Das Prinzip der Methode ist kurz charakterisiert folgendes. Es ist ein System kommunizierender Röhren gegeben, deren einer Schenkel einen so großen Durchmesser besitzt, daß sich in ihm im Verhältnis das Flüssigkeitsniveau kaum ändert, wenn im engen Schenkel die Lösung unter dem Einfluß äußerer Kräfte sich um kleine Stücke hebt oder senkt. Das enge Steigrohr wird zunächst vertikal senkrecht zur Achse eines Magneten so justiert, daß die Kuppe der zu

1) Classen, Qualitative Analyse durch Elektrolyse, 5. Aufl. 1908 S. 182—186.
2) Quincke, Wiedemanns Annalen 24, S. 347, 1885.
3) Wiedemanns Ann. 66, S. 698, 1898.
4) Ann. d. Phys. 6, S. 506, 1901.

untersuchenden Flüssigkeit sich im Felde befindet bei Erregung des Magneten, während der weite Schenkel eine solche Entfernung vom Magneten besitzt, daß die Feldstärke hier sozusagen Null ist.

Wird ein Feld erzeugt, so tritt im Steigrohr eine Hebung des Flüssigkeitsniveaus und demgemäß eine Erniedrigung des Niveaus im weiten Schenkel auf, die wir unter den angegebenen Bedingungen vernachlässigen können. Den Zusammenhang zwischen der Größe dieser Hebung und der Susceptibilität der Lösung können wir auf folgende Weise einfach bestimmen.[1]) Wir wenden das Prinzip der virtuellen Verschiebung an, das aussagt, daß bei einer unendlich kleinen Verschiebung eines Systems um eine Gleichgewichtslage die Summe der Energieänderungen Null sein muß. Wir nehmen an, es sei h die in cm gemessene Hebung des Niveaus im Steigrohr durch die magnetische Kraft, d. h. die durch Einschaltung des Magnetisierungsstromes bewirkte Erhebung des Niveaus über den im engen Rohr befindlichen Teil der Äquipotentialfläche der Flüssigkeit, wenn diese nur dem Einfluß der Schwerkraft und der Kapillarkräfte ausgesetzt ist. Dann wird bei einer virtuellen Verschiebung des Niveaus im engen Rohre um dh, wenn q der Querschnitt des Rohres ist, die von der Schwerkraft geleistete negative Arbeit sein:

Figur 4.



$$A_1 = -h \cdot q \cdot s \cdot dh \cdot g,$$

wenn g die Schwerebeschleunigung und s die Dichte der Flüssigkeit ist. Die magnetische Energie dagegen erfährt bei dieser virtuellen Verschiebung eine Zunahme. Bezeichnen wir mit μ die Permeabilität der Lösung, und setzen wir die Permeabilität der Luft gleich 1, dann ist die Zunahme der magnetischen Energie gegeben durch

1) Vgl. Drude, Physik des Äthers auf elektromagnetischer Grundlage. Zweite Auflage. 1912. S. 188. Daselbst S. 190 noch eine weitere Ableitung aus der Betrachtung der magnetischen Zugkraft und des entstehenden hydrostatischen Druckes.

$$A_2 = \frac{\mu - 1}{8\pi} \mathfrak{H}^2 q \, dh,$$

wenn $\mathfrak{H}$ die Feldstärke bedeutet, die in dem durch $q \cdot dh = d\tau$ bestimmten Raumteilchen herrscht. Unser Prinzip ergibt dann:

$$h \cdot s \cdot g = \frac{\mu - 1}{8\pi} \mathfrak{H}^2;$$

oder bei Benutzung der Beziehung

$$\frac{\mu - 1}{4\pi} = \varkappa_v$$

können wir schreiben

$$\frac{\varkappa_v}{s} = \frac{2 g h}{\mathfrak{H}^2},$$

worin $\varkappa_v$ die auf Luft bezogene Susceptibilität der Volumeneinheit ist. Es ist dann $\frac{\varkappa_v}{s} = \varkappa_m$ die auf Luft bezogene spezifische Susceptibilität, die wir bestimmen wollen.

Bei der gewöhnlichen praktischen Ausführung erhöht man das Feld von Null auf eine solche Stärke, daß die Hebung der Flüssigkeitskuppe ein bis mehrere Zentimeter beträgt. Da mir aber zur Ablesung dieser Hebung ein sehr genaues Kathetometermikroskop nicht zur Verfügung stand, mußte ich auf so große Erhöhungen verzichten. Um aber doch gut bestimmbare hohe Feldstärken zu haben, wurde die Methode so durchgeführt, daß der Stand der Kuppe zunächst bei einer bestimmten Feldstärke $\mathfrak{H}_1$ abgelesen wurde in einem feststehenden Mikroskope, dann die Feldstärke auf $\mathfrak{H}_2$ so erhöht wurde, daß die Kuppe im Gesichtsfeld blieb. Wenn wir die Differenz der beiden Ablesungen mit h_d bezeichnen, dann gilt für die Berechnung nun die Formel

$$\varkappa_m = \frac{2 g h_d}{\mathfrak{H}_2^2 - \mathfrak{H}_1^2}.$$

Durch Vorversuche wurde festgestellt, daß bei einer Erhöhung des Magnetisierungsstromes von 4 auf 6 Amp. sowohl die Feldstärken als auch die Hebung des Flüssigkeitsniveaus den angegebenen Bedingungen entsprach.

b) Beschreibung der Apparatur.

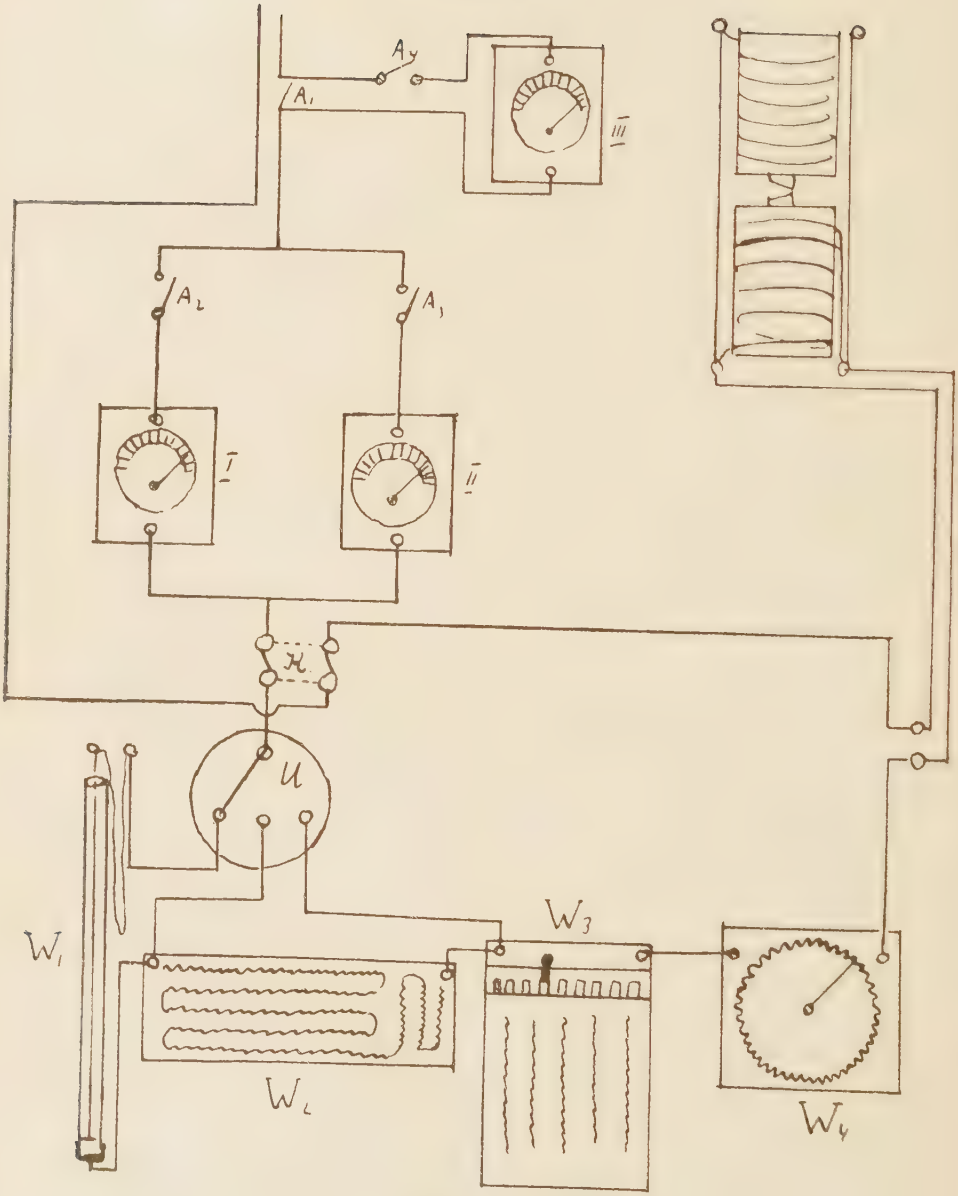
Das magnetische Feld wurde erzeugt durch einen du Bois'schen Halbring-Magneten neuester Konstruktion, mittleres Modell.[1]) Es wurden zylindrische Pole mit einem Durchmesser von 8 cm und einer Höhe von 6 cm angewandt, deren ebene Polflächen auf einen Abstand von 15 mm auseinandergezogen waren.

Bei den Versuchen wurden die Arme des Magneten hintereinander geschaltet. Die weitere Schaltung des Magnetisierungsstromes ist in Fig. 5 angegeben. Von der eine Spannung von 65—75 V besitzenden Batterie kommend, geht der Strom bei Schluß des Ausschalters A_1 direkt entweder durch das Amperemeter I oder II zum Kommutator K; das Amperemeter I ist für kleine Bereiche (0—15 Amp.) gebaut, während das andere einen höheren Bereich besitzt. Der Kommutator erlaubt zwei Verbindungen. Wir wollen annehmen, daß die ausgezogen gezeichnete bestehe. Der Strom fließt dann zu einem Umschalter U, der es möglich macht, entweder den Flüßigkeitswiderstand W_1, den konstanten Widerstand W_2 und die beiden variablen Widerstände W_3 und W_4 einzuschalten, oder nur W_2, W_3, W_4, oder auch nur W_3 und W_4. Der Strom umläuft dann den Magneten, geht zum Kommutator und zur Batterie zurück. Man sieht sofort, daß, wenn im Stromwender die andere Verbindung besteht, nur die Widerstände und der Magnet im umgekehrten Sinne durchlaufen werden, während im anderen Teile der Leitung der Strom seine Richtung beibehält, wie dies bei dem Bau der benutzten Amperemeter notwendig war. Diese ziemlich komplizierte Schaltung ermöglicht einmal den Magnetisierungsstrom sehr genau zu regulieren, ist aber hauptsächlich deshalb gewählt, um den remanenten Magnetismus durch „abnehmende Kommutierung" zu entfernen. Denn bei so großen Eisenmassen wie im vorliegenden Falle ist, wie Untersuchungen der Reichsanstalt gezeigt haben, eine Entmagnetisierung durch Wechselstrom nicht möglich. Das Verfahren ist folgendes. Der Strom wird auf einen etwas höheren Wert gebracht, als der bei der letzten Messung angewandte, dann mit Hilfe der vier Widerstände ziemlich kontinuierlich auf Null

---

1) Nähere Beschreibung im Prospekt v. Hartmann und Braun, ferner du Bois, „Neue Halbringelektromagnete", Zeitschrift für Instrumentenkunde XXXI, 1911, S. 362 bes. S. 365.

Figur 5.



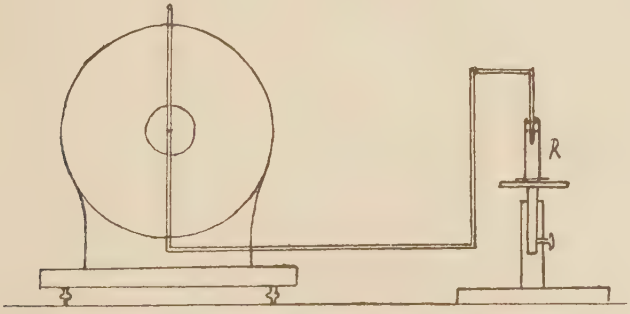
Schaltung des Magnetisierungstromes.

herabgemindert, kommutiert und wieder auf den ersten Wert gebracht, dann wieder geschwächt bis zum Verschwinden, wieder kommutiert und bis zu einem etwas niedrigeren Werte erhöht. Dabei durchläuft also die Magnetisierung des Eisenkernes eine fast geschlossene Hysterese-Schleife. Indem man die Maximalwerte des Stromes bei Wiederholung desselben Vorganges immer kleiner werden läßt, wird die Hysterese-Fläche schließlich so klein, daß kein remanenter Magnetismus mehr vorhanden ist. Mit Hilfe eines Probespülchens und eines ballistischen Galvanometers wurde nach einer so vorgenommenen Entmagnetisierung öfter festgestellt, daß remanenter Magnetismus in der Tat nicht mehr vorhanden war.

Aus der Skizze ist ferner zu ersehen, daß ein Amperemeter III im Nebenschluß liegt. Es ist dies das bei den eigentlichen Messungen, bei denen also A_1 geöffnet und A_4 geschlossen wurde, zur Ablesung der Stromstärke dienende Präzisionsamperemeter, das in diese Schaltung gelegt wurde, um es bei der Entmagnetisierung stromlos lassen zu können. Bei allen Versuchen wurde der Strom stets in derselben Richtung durch den Magneten geschickt.

Die zur Messung der Steighöhe dienende Apparatur ist durch Figur 6 erläutert. Aus einem Reservoirgefäß R steigt heberartig

Figur 6.



Schema der Apparatur zur Messung der Steighöhe.

eine sehr dünnwandige Glasröhre, die dann noch einmal rechtwinklig umbiegend zwischen die Pole des beschriebenen Magneten sich einschiebt. Die Röhre wurde durch Stative fest montiert und so justiert, daß das Steigrohr vertikal stand und damit senkrecht zur Achse des Magneten, dessen Grundfläche vorher mit einer

Libelle horizontal ausgerichtet wurde. R war auf einem leicht verschiebbaren Stelltisch aufgesetzt, durch dessen Einstellung die Höhe des Meniskus im Steigrohre reguliert werden konnte. Es befand sich R in einer Entfernung von 80 cm von der Achse des Magneten. Hier war das Feld tatsächlich so klein, wie mit Hilfe einer Probespule und eines ballistischen Galvanometers konstatiert werden konnte, daß eine Korrektion unnötig war. An der Spitze des Rohres, aber so, daß die Kommunikation mit der Luft nicht gestört wurde, war ein Gummischlauch aufgesteckt, um die Flüssigkeit ansaugen zu können. Vor dem Magneten war ein Mikroskop zur Ablesung der Verschiebung des Flüssigkeitsniveaus so aufgestellt, daß seine Längsachse genau senkrecht war zur Glasröhre und zur magnetischen Achse. Die Brennweite des Objektivs war so gewählt, daß sich der Tubus vollkommen außerhalb des Raumes zwischen den Polschuhen befand. Es sollten so Störungen des magnetischen Feldes vermieden werden. Im Okular war ein Mikrometer eingelegt, und die Einstellung wurde so getroffen, daß ein Skalenteil gerade $^1/_{50}$ mm war; da man $^1/_{10}$ der Skalenteile gut schätzen konnte, so war die erreichte Genauigkeit 2 pro Mille. Die Temperatur wurde an einem Thermometer, das $^1/_{10}$ Grad zeigte, abgelesen.

Der Durchmesser des Reservoirgefäßes R betrug 3,4 cm. Zur Kontrolle und Vergrößerung der Genauigkeit wurden zwei Glasröhren verschiedenen Durchmessers bei den Versuchen benutzt. Der Durchmesser der einen Röhre 1 war 2,3 mm, der der anderen 2: 2,7 mm. Engere Röhren zu benutzen, ist nicht angebracht, da sonst die Kapillarkräfte zu groß werden. Wie schon oben erwähnt, muß das Verhältnis der Querschnitte des Reservoirgefäßes und des Steigrohres so gewählt werden, daß bei einer kleinen Verschiebung des Flüssigkeitsniveaus im Steigrohr die Änderung des Flüssigkeitsniveaus in R verschwindend klein ist. Indessen ist für genaue Messungen doch ein Korrektionsfaktor anzubringen, der auch diese minimale Verschiebung in R berücksichtigt. Die Berechnung des Faktors ist folgende. Der hydrostatische Druck ist gegeben nicht allein durch die Erhöhung im Steigrohr $h_d = h_1$, sondern auch durch die Erniedrigung h_2 im weiten Rohr, d. h. durch $h_1 + h_2$. Dies ist für h_d unserer Formel auf S. 22 einzusetzen. Augenscheinlich ist nun

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{Q_2}{Q_1} = \frac{R_2^2}{R_1^2},$$

wenn Q_1 und Q_2 die Querschnitte sind und R_1 und R_2 die Radien, also

$$\frac{h_1 + h_2}{h_1} = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_2} = \frac{R_1^2 + R_2^2}{R_2^2}; \; h_1 + h_2 = \frac{R_1^2 + R_2^2}{R_2^2} h_1,$$

d. h. die abgelesene Erhöhung ist mit dem Faktor $\frac{R_1^2 + R_2^2}{R_2^2}$ zu multiplizieren. Es ergibt sich dann bei der Röhre 1:1,0045, bei der Röhre 2:1,0059 als der anzubringende Korrektionsfaktor, der also in beiden Fällen nahe der Einheit ist.

Das wichtigste bei Anwendung dieser Methode ist es, eine vollkommene Benetzung der Glaswände zu erreichen. Zu diesem Zwecke ist nach Angabe Königsbergers folgende Behandlung der Glasröhren nötig. Mindestens 8 Stunden mit Chromsäure gefüllt stehen lassen, dann mit Wasser durchspülen, dann mit konzentriertem Ammoniak, um letzte Säurereste zu entfernen, nach einer weiteren Durchspülung mit Wasser und Alkohol durch Durchsaugen getrockneter Luft trocknen; namentlich die erste Bedingung der langen Einwirkungszeit der Chromsäure ist wichtig; die Messung selbst soll nicht länger als 15 Minuten dauern.

c) Messung von h_d.

Um die Steighöhe zu messen, wurden die so behandelten Röhren wie beschrieben justiert, der Stelltisch so reguliert, daß beim Einschalten eines Magnetisierungsstromes von 4 Amp. das Bild des Meniskus etwas oberhalb der Mitte der Skala im Okular erschien. Es wurde dann geprüft, ob die Benetzung eine gute sei, indem die Flüssigkeit leicht angesaugt wurde. Stellte sich dann der Meniskus genau wieder auf dieselbe Stelle ein, so konnte man annehmen, daß das einzige Aequivalent des magnetischen Druckes der hydrostatische sei, und Fehler durch ungleichmäßige Kapillarkräfte ausgeschaltet seien. Der Magnetisierungsstrom wurde, wenn die Benetzung gut war, auf 6 Amp. erhöht, und die neue Stellung des Meniskus abgelesen. Es war durch Vorversuche festgestellt, daß diese Stellung etwas unterhalb der Skalamitte lag. Durch diese Anordnung waren Parallaxenfehler nach Möglichkeit herab-

gemindert. Es wurde dann der Magnet entmagnetisiert, und die Messung in derselben Weise wiederholt. Dann wurde die zweite Röhre eingesetzt und nochmals h_{II} bestimmt. Die Resultate der Messungen sind in Tabelle I angegeben. Es wurde immer nur bei diesen beiden 4 und 6 Amp. entsprechenden Feldstärken gemessen, doch wurden diese, wie ich im folgenden Abschnitt zeigen will, sehr sorgfältig bestimmt.

I. Tabelle der Steighöhen.

Versuch I.
Temperatur 21,0°.
A. Röhre 2. Korrektionsfaktor 1,0059.

Abgelesene Erhöhung in Skalenteilen	Mittel	Korrigierte Steighöhe
35.0		
	34.8	35.00
34.6		

Versuch II.
Temperatur 17,0°.
A. Röhre 2. Korrektionsfaktor 1,0059.

Abgelesene Erhöhung in Skalenteilen	Mittel	Korrigierte Steighöhe
35.5		
	35.30	35.50
35.1		

B. Röhre 1. Korrektionsfaktor 1,0045.

Abgelesene Erhöhung in Skalenteilen	Mittel	Korrigierte Steighöhe
35.1		
	35.0	35.18
34.9		

$h = 35.09$

B. Röhre 1. Korrektionsfaktor 1,0045.

Abgelesene Erhöhung in Skalenteilen	Mittel	Korrigierte Steighöhe
35.8		
	35.45	35.60
35.1		

$h = 35.55$

d) Messung der Feldstärken.

α) Gleichförmigkeit des Feldes.

Es wurden zunächst einige Messungen angestellt über die Gleichförmigkeit des Feldes bei 4 bezw. 6 Amp. mit einem Probespülchen von ca. 13 qcm. Windungsfläche, das mit einem ballistischen Galvanometer zu einer in sich zurücklaufenden Leitung geschlossen werden konnte. Die Achse des Spülchens wurde parallel mit der

magnetischen Achse auf das gegabelte Ende eines Messingarmes gebracht, der an einem Stativ angeschraubt war, mit dem man unter Verwendung von Millimeterteilung und Nonius genaue Verstellungen in drei aufeinander senkrechten Richtungen vornehmen konnte. Der Ausschlag, der bei erregtem Magneten am ballistischen Galvanometer beim Herausziehen des Spülchens aus dem Felde auftritt, ist proportional der Feldstärke in der Achse des Spülchens; das Spülchen wurde zunächst in die Mitte der Polschuhe, dann 5 mm und 10 mm darüber und darunter eingestellt, jedesmal herausgezogen und der auftretende Ausschlag beobachtet. Es zeigte sich, daß er in diesen 3 Fällen fast derselbe war, daß also das Feld hinreichend gleichförmig war auf eine Ausdehnung von 2 cm.

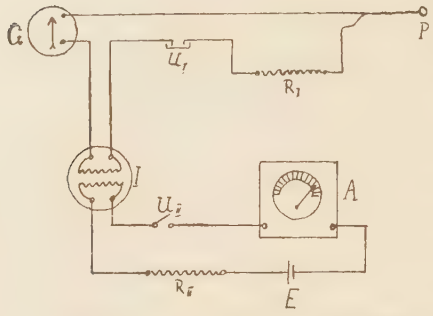
Es waren nun $\mathfrak{H}_1$ und $\mathfrak{H}_2$ die einem Magnetisierungsstrom von 4 bezw. 6 Amp. entsprechenden Feldstärken an der Oberfläche des Flüssigkeitsmeniskus. Da wir ein gleichförmiges Feld haben, so können wir dafür die Feldstärken in der Achse des Magneten setzen, die hier durch die betreffenden Magnetisierungsströme hervorgerufen werden. Außerdem bedingt die Gleichförmigkeit des Feldes den weiteren Vorteil, daß ein Probespülchen mit großer Windungsfläche benutzt werden kann. Es ist nämlich der Ausschlag am Galvanometer nicht dem Wert der Feldstärke in der Achse, sondern einem Mittelwerte über die Kreisfläche des Spülchens proportional. Es ist selbstverständlich, daß für ein gleichförmiges Feld dieser Mittelwert gleich dem Feldstärkenwert in der Mitte der Spulenachse ist. Es konnte deshalb für die Bestimmung der Feldstärken in der magnetischen Achse ein Probespülchen von 12 mm innerem und 22 mm äußerem Durchmesser benutzt werden, das auf eine Dicke von 2 mm 241 Windungen eines 0,1 mm dicken doppelt mit Seide umsponnenen Kupferdrahtes enthielt.

β) Bestimmung des Reduktionsfaktors des ballistischen Galvanometers.

Dieses Spülchen wurde mit einem Stöpselrheostaten R_1, der 10000 Ohm Widerstand einzuschalten erlaubte, mit einem Unterbrecher U_1, einer der beiden Spulen einer wechselseitigen Induktionsnormalen I und einem ballistischen Galvanometer G zusammengeschaltet, wie es Fig. 7 andeutet. Auf eine gute Konstruktion

des Unterbrechers mußte besonders Wert gelegt werden, um galvanische Störungen zu vermeiden. Er wurde in der Weise hergestellt, daß ein Glasrohr in der Mitte zur Kugel aufgeblasen wurde, und in diese übereinander senkrecht zur Achse des Rohres zwei kleine Platinstifte eingeschmolzen wurden, um die Leitungsdrähte daran anschließen zu können. Die Kugel wurde auf das sorgfältigste gereinigt, getrocknet, mit im Vacuum destilliertem Quecksilber halb gefüllt, durch eine Wasserstrahlpumpe ausgepumpt und dabei zugeschmolzen. Der Unterbrecher wurde dann in Watte gepackt, nachdem die Lötstellen zur Vermeidung hygroskopischer Störungen mit Paraffin überzogen waren, und in einen Schutzkasten eingebaut. Das Schließen bzw. Öffnen des Stromes wurde in der Weise vorgenommen, daß die ganze horizontal gelegte Röhre um ihre horizontale Achse gedreht werden konnte, so daß einmal beide Platinstifte und dann nur ein einzelner in das Quecksilber eintauchten. Es zeigte sich, daß dieser Unterbrecher tatsächlich von galvanischen Störungen frei war. Die Induktionsnormale dient zur Bestimmung des ballistischen Reduktionsfaktors des Galvanometers, ebenso die andere in der Figur angedeutete Schaltung. Während nämlich die eine Spule der Normalen mit dem Galvanometer in einer Leitung liegt, ist die andere mit dem Widerstande R_2, dem Akkumulator E, einem Präzisionsamperemeter A und Unterbrecher U_2 zusammengeschaltet zu einem Primärkreis. Wird in diesem Kreis ein Strom J_1 geöffnet oder geschlossen, so wird in der sekundären Galvanometerleitung jedesmal eine elektromotorische Kraft induziert, die eine Elektrizitätsmenge von $\frac{L_{12} \cdot J_1}{W}$ Coulomb in Bewegung setzt, wenn L_{12} den gegenseitigen Induktionscoeffizienten — in unserem Falle 0,01 Henry — und W den Gesamtwiderstand des Galvanometerkreises in Ohm bedeutet, und J_1 in Ampère ausgedrückt wird. Ist der durch diese Elektrizitätsmenge im

Figur 7.



Schaltung zur Bestimmung des ball. Reduktionsfaktors.

Galvanometer erzeugte Ausschlag gleich s_1 Skalenteilen, so wird

$$\frac{L_{12} \cdot J_1}{W} = P \cdot s_1$$

und damit

$$P = \frac{L_{12} \cdot J_1}{W \cdot s_1},$$

wenn P der ballistische Reduktionsfaktor ist. Da nun P bekanntlich vom Dämpfungsfaktor und somit vom Gesamtwiderstand der Galvanometerleitung abhängig ist, muß bei den definitiven Messungen stets derselbe Widerstand W im Stromkreis des ballistischen Galvanometers vorhanden sein, wie bei der Bestimmung des Reduktionsfaktors. Man läßt daher die Induktionsnormale stets eingeschaltet und hat dann damit zwar den Nachteil, daß der Widerstand der Galvanometerleitung um den Widerstand dieser einen Spule der Induktionsnormale vergrößert wird. Aber einmal ist dieser in unserem Falle nur ca. 3 Ohm, und zweitens bietet diese Methode den großen Vorteil, daß man rasch und bequem zu jeder Zeit, etwa vor und nach jeder Messung, den Reduktionsfaktor kontrollieren kann. Das von Siemens & Halske bezogene ballistische Galvanometer zeigte starke innere Störungen. Wurde nämlich das Instrument kurz geschlossen, so ergab sich eine Nullpunkts-Verschiebung von ca. 40 Skalenteilen, die beim Öffnen des Stromkreises wieder rückgängig wurde. Diese Störung wurde unmerklich beim Vorschalten von 10 000 Ohm. Da die Windungsfläche des benutzten Probespülchens sehr groß war, und die Feldstärken, wie erwähnt, sehr hoch, so konnte mit diesem Vorschaltwiderstand gearbeitet werden. Die Entfernung des Galvanometers vom Magneten betrug 7—8 m. Eine störende Einwirkung konnte nicht konstatiert werden.

γ) Bestimmung der Ausschläge am ballistischen Galvanometer.

Zur Messung der Feldstärke in der Achsenmitte der Pole wurde das Spülchen auf dem oben beschriebenen Stativ so festgelegt, daß seine Achse zusammenfiel mit der Verbindungslinie der Polmitten. Dann wurde bei offener Galvanometerleitung das Feld,

das einem Magnetisierungsstrom von 4 Amp. entspricht, erregt, die Galvanometerleitung geschlossen, das Spülchen durch Auslösen einer Feder um ca. 80 cm herausgeschnellt und der dabei auftretende Induktionsstoß durch den Ausschlag im ballistischen Galvanometer gemessen. Diese Messung wurde dreimal wiederholt. Dann wurde der Magnetisierungsstrom auf 6 Amp. erhöht und wieder dreimal der durch Herausziehen des Spülchens erzeugte Galvanometerausschlag beobachtet. Im Ganzen sind so drei Meßreihen durchgeführt. Bezeichnen wir den ballistischen Reduktionsfaktor mit P, den Ausschlag mit s in Skalenteilen gemessen, den Gesamtwiderstand der Galvanometerleitung in Ohm mit W und endlich die Windungsfläche des Spülchens mit f (qcm), so wird

$$\mathfrak{H} = \frac{P \cdot S \cdot W}{f \cdot 10^{-8}} \text{ Gauß},$$

wobei vorausgesetzt ist, daß die Dauer des Stromstoßes verschwindend klein ist gegenüber der Schwingungsdauer des Galvanometers; für P hatten wir gefunden

$$P = \frac{L_{12} \cdot J_1}{W \cdot s_1}.$$

Führen wir diesen Wert hier ein, so wird

$$\mathfrak{H} = \frac{L_{12} \cdot J_1 \cdot s}{s_1 \cdot f \cdot 10^{-8}};$$

zur Berechnung von $\mathfrak{H}$ fällt also die Bestimmung von W weg, dagegen ist die Windungsfläche unseres Spülchens noch zu bestimmen.

δ) Bestimmung der Windungsfläche.

Die Windungsfläche des Spülchens wurde so bestimmt, daß der im Spülchen bei der Umkehr eines bekannten Feldes einer Normalspule auftretende Induktionsstoß gemessen wurde. Es wurden zwei Normalspulen benutzt, um durch die Wicklung bedingte Fehler nach Möglichkeit zu vermeiden. Diese wurden hergestellt, indem möglichst gleichmäßig auf hinreichend gerade Glasröhren von der Wandstärke 1,2 mm Draht von 1 mm Durchmesser doppelt mit Seide umsponnen aufgewickelt wurde. Die Maße der Spulen waren:

	Spule I.	Spule II.
N = Gesamtwindungszahl	417	495
l = Länge	46,25 cm	55,35 cm
$2r$ = Durchmesser	2,87 cm	2,93 cm

Nach der Formel[1])

$$\mathfrak{H} = \frac{2\pi N J}{10\, l}\left[\frac{a}{\sqrt{r^2 + a^2}} + \frac{l - a}{\sqrt{r^2 - (l-a)^2}}\right],$$

wo J die in Ampere ausgedrückte, durch die Spule geschickte Stromstärke bedeutet, kann man die bei dem betreffenden Strome J an einem beliebigen Punkte in der Entfernung a von einem Spulende in der Achse der Spule herrschende Feldstärke berechnen. In unserem Falle wurde die Probespule in die Mitte der Normalspule ($a = \frac{l}{2}$) gebracht, und damit vereinfacht sich die Formel zu:

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{10}\frac{2\pi N J}{\sqrt{l^2 + 4r^2}}.$$

Die Messungen wurden so ausgeführt, daß die Probespule senkrecht zum Verlauf der Kraftlinien in der Mitte der Normalspule montiert wurde, dann ein Strom in der äußeren Spule eingeschaltet, der Galvanometerkreis geschlossen und der Strom der Normalspule kommutiert wurde, sodaß sich die Richtung des Feldes in der Probespule umkehrte, und so der hervorgerufene Ausschlag doppelt so groß wurde, wie wenn man das Feld nur zum Verschwinden gebracht hätte. Da die Normalspule nur eine Lage hatte, so kann man annehmen, daß trotz der Selbstinduktion die Dauer des Stromstoßes gegenüber der Schwingungsdauer des Galvanometers verschwindend klein bleibt, und die Umkehrung dieses Stromes erlaubt ist. Trotzdem also die Ausschläge möglichst groß gemacht wurden, mußte bei diesen Versuchen ohne Vorschaltwiderstand des Galvanometers gearbeitet werden. Dies ist trotz der S. 31 erwähnten Störung zulässig, denn wie eine Messung zeigte, blieb der ballistische Reduktionsfaktor bei verschieden großen induzierten elektromotorischen Kräften derselbe. In der angedeuteten Weise wurden

1) Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Phys. 11. Aufl. 1910, S. 518.

bei beiden Spulen mit verschiedenen Stromstärken Messungen durchgeführt. Es ergibt sich folgende Tabelle:

	Berechnet nach der Formel.	Aus der Messung gefunden.
Spule I.	$\mathfrak{H}_{3\ \text{Amp.}} = 33{,}9$ Gauß.	$f = 528{,}3$ qcm.
	$\mathfrak{H}_{5\ \text{Amp.}} = 56{,}5$ Gauß.	$f = 524{,}7$ qcm.
Spule II.	$\mathfrak{H}_{3\ \text{Amp.}} = 33{,}6$ Gauß.	$f = 521{,}0$ qcm.
	$\mathfrak{H}_{4\ \text{Amp.}} = 44{,}3$ Gauß.	$f = 527{,}1$ qcm.
	$\mathfrak{H}_{5\ \text{Amp.}} = 56{,}1$ Gauß.	$f = 524{,}5$ qcm.

Daraus ergibt sich als Mittelwert

$$f = 521{,}1 \text{ qcm.}$$

Damit sind alle Daten zur Berechnung der Feldstärke gegeben; es ergibt sich für die 4 Ampere entsprechende Feldstärke 7441,8 Gauß und für die 6 Ampere entsprechende 9093,3 Gauß.

e) Reduktion auf bestimmte Temperatur und Berechnung des spezifischen Susceptibilitätswertes der Aichlösung.

Wir können nun die Susceptibilität der Aichlösung berechnen; doch ist noch eine Reduktion der Werte auf dieselbe Temperatur nötig. Es ändert sich nämlich bei paramagnetischen Flüssigkeiten die Susceptibilität in der Weise, daß sie mit zunehmender Temperatur kleiner wird, und zwar besteht die Beziehung nach E. Wiedemann

$$\varkappa_{vt} = \varkappa_{vo}[1 - \varepsilon_v t],$$

wo ε_v den Temperaturcoeffizienten der auf die Volumeinheit bezogenen Susceptibilät bedeutet. Ob ε_v für alle Salzlösungen gleich ist, wie das von Wiedemann[1]) ausgesprochene, von Pleßner[2]) bestätigte Gesetz aussagt, ist nach anderen Messungen[3]) unsicher; ferner besteht noch keine Klarheit darüber, ob bei derselben Lösung der Temperaturcoeffizient abhängig ist von der Kon-

1) Poggendorff, Ann. 1865.
2) Wiedemann, Ann. 39, 1890 S. 336.
3) Mosler, Drudes Ann. 6, 1901, S. 84.

zentration.[1] [2]) Als Mittel aller Bestimmungen kann man den Wert 0,0027 ansehen. Es sind diese Bestimmungen alle ausgeführt für die Aenderung der Susceptibilität bezogen auf die Volumeneinheit. Will man die Aenderung der Susceptibilität bezogen auf die Masseneinheit haben, so ist noch der Ausdehnungscoeffizient in Rechnung zu ziehen. Es ist nämlich, wenn wir für $\varkappa_v$ einführen $\varkappa_m \cdot s$

$$\varkappa_{m\,t}\, s_t = \varkappa_{m\,o}\, s_o\, (1 - \varepsilon_v\, t)$$

$$\varkappa_{m\,t} = \varkappa_{m\,v}\, \frac{s_o}{s_t}\, (1 - \varepsilon_v\, t)$$

Da nun $s_o = s_t\,(1 + \alpha\, t)$, so wird

$$\varkappa_{m\,t} = \varkappa_{m\,o}\, (1 - \varepsilon_v\, t)\, (1 + \alpha\, t) = \varkappa_{m\,o}\, [1 - (\varepsilon_v - \alpha)\, t]$$

$$\text{d. h. } \varepsilon_m = \varepsilon_v - \alpha.$$

In unsere Rechnung wäre also einzuführen

$$\varepsilon_m = 0{,}0025,$$

wenn wir den Ausdehnungskoeffizienten der Lösung gleich dem des Wassers annehmen zu 0,0002 zwischen 15° und 25°[3]), eine Ungenauigkeit, die sich nicht vermeiden läßt, da in der Literatur Angaben über den Ausdehnungskoeffizienten von Nickelnitratlösungen nicht vorhanden sind. Es wird dieser kleine Fehler sicherlich von unmerklichem Einflusse sein, da das Temperaturintervall, in dem die Messungen stattfanden, 6° nicht übersteigt. Als Endwert ergibt sich, wenn $g = 981{,}08$ angenommen wird,[4]) die spezifische Susceptibilität der Aichlösung bei 21,0° zu $5{,}042 \cdot 10^{-6}$ nach dem ersten Versuch, bei einer Temperatur von 17,0° zu $5{,}109 \cdot 10^{-6}$ nach dem zweiten Versuch. Reduziert man den zweiten Wert auf 21,0°, so erhält man $5{,}055 \cdot 10^{-6}$. Die spezifische Susceptibilität der Aichlösung bezogen auf Luft ist demnach

$$\varkappa_m = 5{,}048 \cdot 10^{-6}$$

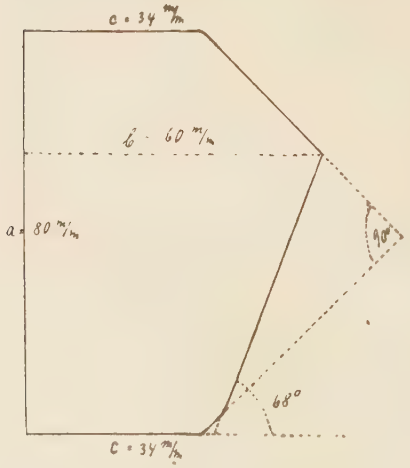
bei einer Temperatur von 21,0° C.

1) Jäger u. Meyer, Ann. d. Phys. u. Chem., 63, 1897, S. 83.
2) Piaggessi, Phys. Ztschr. 4, 1903, S. 347.
3) Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Phys. 11. Aufl. 1910, S. 694, Tab. 5.
4) Kohlrausch id. Tab. 44.

IV. Beschreibung der Apparatur zur Messung der spezifischen Susceptibilität von Mangan und Chrom.

Die von Weiß zur Ausführung seiner Methode angegebene Apparatur ist schon zu einer solchen Vollkommenheit ausgebildet, daß sich nur kleine Änderungen technischer Art anbringen lassen. Das magnetische Feld wurde wieder durch den bei den Steighöhenversuchen erwähnten Magneten geliefert, die Schaltung des Magnetisierungsstromes war genau wie dort beschrieben, nur wurden jetzt die Arme des Magneten parallel geschaltet. Es kamen Polschuhe besonderer Form zur Verwendung (vgl. Fig. 8), wie sie Weiß zuerst benutzt hat.[1]) Sie wurden von dem Universitätsmechaniker Rink in der Weise hergestellt, daß halbfertige zylinderförmige von Hartmann und Braun bezogene Polschuhe in einer Entfernung $c = 34$ mm von der beim Einschrauben dem Magnet anliegenden Grundfläche (a) des Zylinders so abgedreht wurden, daß ein konzentrischer Kegel

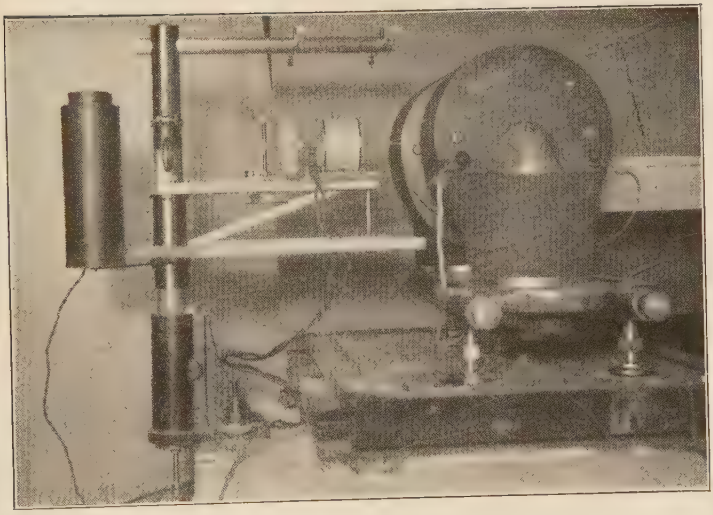
Figur 8.



Schema der Polschuhe.

1) Weiß, (l. c. S. 282).

Figur 9.



mit dem Öffnungswinkel von 90° entstand. Dann wurde unter einem Winkel von 68° gegen die Längsachse des Kegels eine Ebene angefraist, die den Kegel also in einer Ellipse schnitt, deren Längsachse (55 mm) in der horizontalen Ebene der magnetischen Achse liegen mußte. Es betrug die Länge a 8 cm, die Länge b 6 cm.

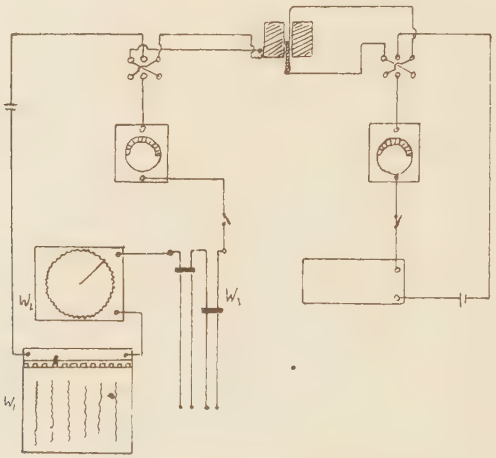
Wie erwähnt, soll die Substanz in den Punkt gebracht werden, in dem die ponderomotorische Kraft ein Maximum besitzt. Es wurde deshalb der Magnet auf einen Schlitten aufgesetzt, der sich auf zwei Schienen verschieben ließ (vgl. Fig. 9). Durch Übertragung der Bewegung auf eine lange Stange war es möglich, die Verstellung des Magneten von dem vier Meter entfernten Beobachtungsplatze vorzunehmen; um die Verschiebung und die Stellung des Magneten abzulesen, befand sich auf dem Wagen ein Maßstab, der sich an einem festen Nonius vorbeibewegte. Demselben Zweck diente ein Teilkreis am Beobachtungsplatze. Die Schraube arbeitete derartig gut, daß die Einstellung des 190 kg schweren Magneten auf $^1/_{10}$ mm mit Leichtigkeit und Genauigkeit vorgenommen werden konnte.

Die zu untersuchende Substanz wurde in einem Platinbecher in das magnetische Feld gebracht. Ein anderes, weniger magnetisierbares Material wurde deshalb nicht gewählt, weil bei späteren Versuchen mit der Apparatur Substanzen bei sehr hohen Temperaturen untersucht werden sollen. An die Schale setzt sich ein Ansatzstück an, das genau auf den angeschliffenen Konus einer Quarzstange von 2 mm Durchmesser und 35 cm Länge aufpaßt. Die Stange ist horizontal in der Symmetrieebene des Magneten aufgehängt und zwar an zwei Stellen bifilar, damit seitliche Verschiebungen vollkommen ausgeschlossen sind. Die Stange wird getragen durch einen auf einem Fundament montierten Galgen mittels vier Bronzebändern (von Hartmann und Braun bezogen 0,17 · 0,009 mm), die an den Enden zweier transversaler Messingstangen befestigt sind. Die wie die Schenkel eines Winkels zusammenlaufenden Bänder von der Länge 20 cm setzen sich an zwei Magnaliumringen an, die durch kleine Schräubchen an der Quarzstange befestigt werden können.

Die beiden Spulen, durch deren gegenseitige elektrodynamische Anziehung oder Abstoßung wie erwähnt die Kraft $\mathfrak{F}$ kompensiert werden soll, besitzen die gleiche Länge von 56 mm. Die kleine auf ein sehr dünnes Glasröhrchen von 7 mm Durchmesser auf-

gewickelte Spule war mit Korkstückchen auf der Quarzstange festgeklemmt. Sie hatte eine einzige Lage eines mit Seide umsponnenen Drahtes vom Durchmesser 0,25 mm. Die Anzahl der Windungen betrug 125. Die kleine Spule war, wie es Figur 10 zeigt, mit einem

Figur 10.



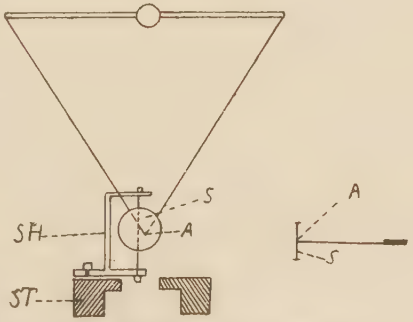
Schaltung der Spulen.

Akkumulator, einem Rheostaten, der bis 10000 Ohm zu stöpseln erlaubte, einem Unterbrecher, Präzisionsamperemeter und einem Quecksilberkommutator zu einem in sich geschlossenen Stromkreis verbunden. Die Bronzebänder, die den Quarzstab tragen, wurden zur Zuführung und Ableitung des Stromes zur kleinen Spule benutzt. Die Anzahl der Windungen der großen Spule, die auf einem an dem Vertikalrohr des Galgens befestigten Arme aufsitzt, beträgt 322. Es wurde Draht benutzt, der bis 15 Amp. belastet werden kann. In dem Stromkreis dieser Spule sind außer einem Kommutator, Unterbrecher und Präzisionsamperemeter drei variable Widerstände eingeschaltet, durch deren Kombination es möglich ist, den Strom sehr genau zu regulieren. Der Widerstand W_3 besteht aus je zwei Manganindrähten (1 qcm. Querschnitt) von 1 m Länge, auf denen je eine Messingschiene leicht verschiebbar gleiten kann. Der Kontakt ist durch Bürsten gesichert. Dieser Widerstand erlaubt bei hohen Strömen eine genaue Einstellung der zur Kompensation nötigen Stromstärke. Als Stromquelle dienten auch in diesem Kreise Akkumulatoren.

In der Ruhelage sollen die beiden Spulen derartig eingestellt sein, daß die Mitte jeder der Spulen mit einem Ende der anderen zusammenfällt; dann sind die Kräftepaare so verteilt, daß Schwankungen der Apparatkonstanten, die durch kleine Verschiebungen der Spulen gegeneinander, z. B. beim Auflegen von Substanz in der Platinschale, bedingt sind, auf ein Minimum herabgesetzt werden. Die Einstellung der beiden Spulen kann Weiß vornehmen durch Feinverschiebung des horizontalen Galgenrohres, während die große Spule fest ist. Bequemer erscheint es, diese Spule auf zwei Schienen beweglich zu machen, und so die Spulen in die gewünschte gegenseitige Lage zu bringen. Der Luftdämpfungskasten — zur Dämpfung wurde eine dem Stab aufgesetzte Glimmerplatte benutzt — kann allerdings nicht, wie bei Weiß, an diese Spule angebaut werden, sondern muß für sich auf den Arm, der die Spule trägt, aufgesetzt werden.

Durch folgende Einrichtung (vgl. Fig. 11) war es möglich mit großer Genauigkeit abzulesen, ob die Kompensation der ponderomotorischen Kraft des magnetischen Feldes erfolgt sei. Die Strahlen einer elektrischen Gradfadenlampe fallen durch eine achromatische Linse auf einen um seine vertikale Achse drehbaren Spiegel von 20 mm Durchmesser und werden von diesem reflektiert, sodaß ein Bild des glühenden Fadens auf einer Skala entsteht. Gegen die Hinterseite des Spiegels seitwärts von der Drehungsachse trifft eine dem Stab aufgesetzte Metallspitze. Wirkt nun das magnetische Feld auf die Substanz, so wird sich der Stab verschieben, und diese Verschiebung eine Drehung des Spiegels hervorrufen und damit eine Verschiebung des Lichtzeigers. Die Ströme in den beiden Spulen sind so zu regulieren, daß die alte Einstellung des Lichtzeigers wieder vorhanden ist. Die Genauigkeit der Ablesung, ob die Kompensation erfolgt ist, läßt sich in weiten

Figur II.



A = Auftreffpunkt der Metallspitze
S = Spiegel
SH = Spiegelhalter
ST = Spulenträger.

Grenzen verändern, indem man den Auftreffpunkt des Stabes auf die Hinterseite des Spiegels näher oder weiter an die Drehungsachse legt, und außerdem durch eine verschiedene Länge des Lichtzeigers. Es ist nötig, die Reibung zwischen der Metallspitze und der Hinterseite des Spiegels auf ein Minimum zu reduzieren. Man erreicht dies einfach dadurch, daß die Spitze abgerundet und ein sorgfältig gereinigtes Deckglas an der Wand des Spiegels angeklebt wird. Weiß gibt an, daß er schon bei dieser Anordnung einen absolut konstanten Nullpunkt bekommen habe. Bei meinen Versuchen zeigte es sich aber, daß nur bei dieser Anordnung die leiseste Erschütterung schon einen Ausschlag des Spiegels hervorrief, und so der Spiegel sich in andauernder Bewegung befand. Erst nachdem an dem Spiegel eine Flüssigkeitsdämpfung angebracht war, und der Galgen auf einigen Lagen Gummi und Blei (im Ganzen 2 cm Gummi und 2 cm dicke Bleiplatten) montiert war, war der Nullpunkt so konstant, daß Messungen mit einem Lichtzeiger von 6 m und empfindlichster Einstellung des Spiegels gemacht werden konnten. Als Flüssigkeit für die Dämpfung erwies sich Wasser, in das ein leichtes Glimmerplättchen eintauchte, am geeignetsten.

Bei der Weiß'schen Apparatur war der Spiegel befestigt an einem von dem horizontalen Rohr des Galgens nach unten hängenden Arm; besser erscheint es, den Spiegel an einem Halter zu befestigen, der auf dem Spulenträger aufsitzt, weil dann die Schwingungen, die durch Erschütterungen hervorgerufen werden, nicht so stark werden können. Außerdem hat man dann den Vorteil, den Halter auf einen Schlitten aufsetzen zu können, der sich mikrometrisch verschieben läßt, sodaß man sehr bequem den Spiegel zu einer mehr oder weniger innigen Berührung mit dem Quarzstab bringen kann. Ebenso ist es möglich durch Verschiebung des Halters senkrecht zum Quarzstab den Berührungspunkt von Spitze und Spiegel zu verändern. Durch kleine Schrauben kann das Aufhängeband des Spiegels — benutzt wurde das auch zur Aufhängung des Stabes verwandte Bronzeband — beliebig straff angezogen werden.

Um Luftströmungen abzuhalten, ist am Vertikalrohr des Galgens außerdem noch eine Zinkplatte mit aufgebogenen Rändern — zur Erhöhung der Festigkeit — befestigt, auf die von oben ein Kasten

aus Pappe, der Glasfenster für die ein- und austretenden Lichtstrahlen besitzt, aufgesetzt werden kann.

Da die gesamte Apparatur gehalten ist allein durch den Galgen, was übrigens der Stabilität des Aufbaues keinen Eintrag tut, so kann mit Hilfe der unteren Schraube mit Leichtigkeit eine Höhenregulierung der gesamten Apparatur in ziemlich weiten Grenzen vorgenommen werden, ein Vorteil, den die Weiß'sche Anordnung nicht besitzt. Es wurde darauf geachtet, daß die Massen, die durch die ponderomotorischen Kräfte des Magnetfeldes gehoben werden sollen — es muß ja der Quarzstab mit all seinen Teilen verschoben werden —, möglichst klein waren, weil dann die Verschiebung des Lichtzeigers möglichst groß, und damit die Genauigkeit der Messungen erhöht wird. Der Quarzstab wog mit all seinen Teilen (Metallspitze, Dämpfung, Spule und Platinschale) nur ca. 11 gr.

V. Vorbereitende Messungen.

1. Methode zur Bestimmung der Lage des Maximums der ponderomotorischen Kraft.

Bei den Messungen soll, wie schon erwähnt, die zu untersuchende Substanz in einen Punkt gebracht werden, in dem die ponderomotorische Kraft ein Maximum ist. Man hat dann abgesehen davon, daß hier eben die Kraftwirkung am größten ist, den weiteren Vorteil jedes Maximums, daß kleine Ungenauigkeiten der Einstellung bedeutungslos werden. Die Lage dieses Punktes läßt sich empirisch einfach so bestimmen, daß der Magnet nacheinander in verschiedene Stellungen gebracht — z. B. immer um einige Millimeter verschoben wird — und jedesmal durch die Ströme in beiden Spulen, die auf eine Substanzmenge ausgeübte Kraft kompensiert wird. Wenn man dabei den Strom in der kleinen Spule konstant läßt, so kann man den Verlauf der Kraft $\mathfrak{F}$ in der Linie Ox in einer Kurve darstellen, indem man als Abscisse die Abstände der Probe von der Stelle größter Annäherung der Polschuhe, als Ordinate die Kompensationsströme, die in der großen Spule eingeschaltet werden müssen, abträgt; aus dieser Kurve läßt sich dann leicht die Lage des Maximums ablesen. Bei einer solchen topographischen Ausmessung darf natürlich die Ausdehnung der Substanzmenge nicht zu groß werden; es wurden deshalb bei diesen Messungen immer Platinmengen kleiner 0,1 gr benutzt. Um diese Masse möglichst punktförmig zu haben, wurde sie in eine kleine, hemisphärische Platinschale von 4 mm Durchmesser eingelegt; die auf die leere Schale ausgeübten Züge mußten natürlich vorher bestimmt und in Rechnung gezogen werden.

2. Die im Maximum von $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{H}$ zu erfüllenden Bedingungen.

Die Bedingungen, die von der Kraft $\mathfrak{F}$ und der Feldstärke $\mathfrak{H}$ in diesem Maximum erfüllt werden müssen, sind folgende:

1. Die Kraft $\mathfrak{F}$ soll ein möglichst flaches Maximum besitzen.
2. Die Änderung der Feldstärke soll im Bereich dieses Maximums keine allzugroße sein.

Die beiden Bedingungen hängen ursächlich miteinander zusammen, indem die erste zusammen mit der zweiten erfüllt ist.

Die erste Bedingung ist deshalb wichtig, weil bei einem flachen Maximum ein durch Verwendung von Substanzen verschiedenen Volumens bedingter Fehler auf ein Minimum herabgesetzt wird. Die zweite Bedingung ist deshalb nötig, weil bei Abhängigkeit der Susceptibilität von der Feldstärke und großer Änderung der Feldstärke im Bereich des Maximums die einzelnen Teile einer zu untersuchenden Substanz ganz verschiedene $\varkappa_m$-Werte erhalten, und eine kleine Ungenauigkeit der Einstellung Fehler bedingen kann. Für den Teil der Messungen, bei dem es sich darum handelte, die Mangan- bezw. Chrompulver bei möglichst hohen Feldstärken zu untersuchen, kommt noch eine dritte Bedingung hinzu. Es muß bei hohen Magnetisierungsströmen die im Maximum der Kraft $\mathfrak{F}$ erreichte Feldstärke möglichst hohe Werte besitzen.

3. Festlegung der günstigsten Stellung der Magnetarme zur Messung von $\varkappa_m$.

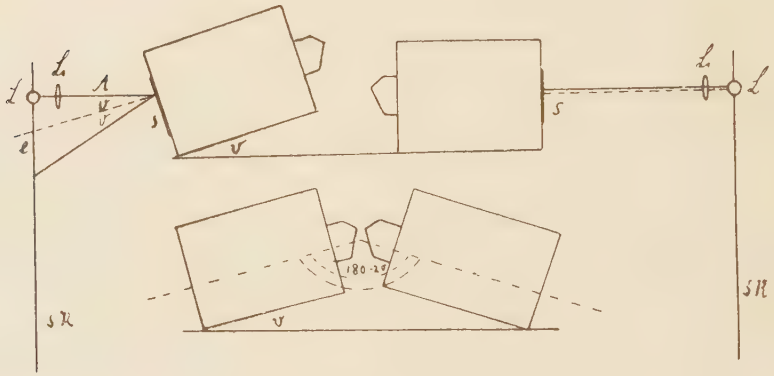
a) Bei hohen Feldstärken.

Da mich dieser Teil der Messungen am meisten interessierte, suchte ich zunächst eine Polstellung zu finden, bei der diese drei Bedingungen erfüllt sind. Man kann der dritten Bedingung sicher am besten genügen, wenn man den Abstand zwischen den Polschuhen sehr klein macht, doch ist der Annäherung der Pole dadurch eine Schranke gesetzt, daß es möglich bleiben muß, die zu untersuchende Substanz zwischen ihnen hindurchzubewegen. Die Substanz muß deshalb in eine Schale von zweckmäßiger Form untergebracht werden; geeignet erschien eine Platinschale von parallel-epipedischer Form (1 cm Länge, 1 cm Höhe, 0,5 cm Breite) und sehr geringer Wandstärke, die ein genügend großes Volumen

hatte und doch eine Annäherung der Pole bis auf einen Abstand von nur 6 mm erlaubte.

Es war nun festzustellen, bei welchem Winkel der Arme des Magneten in diesem Polabstande die drei genannten Bedingungen am besten erfüllt waren. Der Winkel, unter dem die Arme des Magneten gegeneinander gestellt wurden, wurde nach der bekannten Poggendorfschen Methode der Spiegelablesung bestimmt (vgl. Fig. 12). An der Rückseite jedes Magnetarmes wurde parallel

Figur 12.



Grundriß.

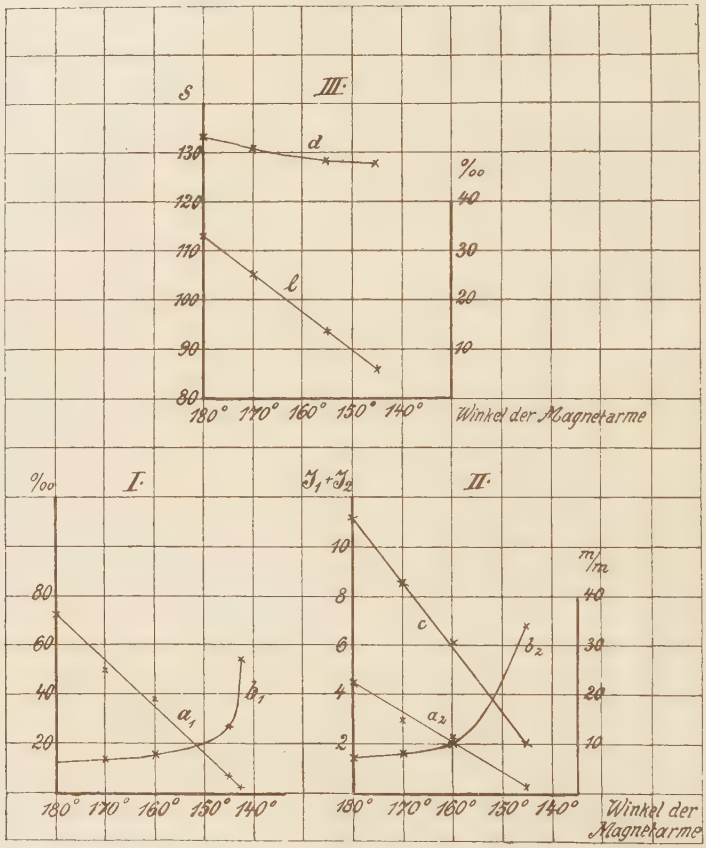
L = Lichtquelle Li = Linse
SK = Skala S = Spiegel.

der Drehungsachse ein Spiegel angebracht; als Lichtquelle diente der Faden einer Glühlampe; die von diesem ausgehenden Strahlen erzeugen nach ihrem Durchgang durch eine achromatische Linse und Reflexion am Spiegel auf einer ca. 3 m langen Skala ein Bild des Fadens. Die Lichtquelle wurde so aufgestellt, daß bei dem Polwinkel 180^0 ($v = 0^0$) der reflektierte auf die Skale senkrecht auftreffende Strahl mit dem einfallenden zusammenfiel. Bei einer Drehung der Pole um den Winkel v (s. Fig.) ist dann, wenn die Verschiebung des Lichtzeigers auf der Skala e, und A der Abstand von Spiegel und Skala — beide Größen in derselben Einheit gemessen — ist, $tg\, 2\, v = \frac{e}{A}$, und $180^0 - 2\, v$ ist der Winkel, den die Arme des Magneten miteinander bilden. Man muß bei

der Drehung darauf achten, daß keine Verschiebung der Pole auf der Grundplatte oder der Grundplatte selbst mit unterläuft. Es läßt sich der eingestellte Winkel genügend genau bestimmen, da A mit ca. 180 bezw. 190 cm einen ziemlich hohen Wert besitzt.

Es wurden die Winkel $v = 5^0\ 10'$, $10^0\ 10'$, $13^0\ 30'$, $17^0\ 30'$ $18^0\ 40'$ eingestellt, wobei also die Ellipsen der Polschuhe näher und näher aneinandergerückt wurden (siehe Fig. 12). Bei jedem Winkel wurde für zwei Stromstärken (7 und 22 Amp.), die mittleren und hohen erreichbaren Feldstärken entsprechen, der Verlauf der Kraft $\mathfrak{F}$ in der angedeuteten Weise bestimmt. Da die Platinmenge und der Strom der kleinen Spule immer konstant gelassen wurde, so sind die Kompensationsströme der großen Spule in Bezug auf die Größe der bei den verschiedenen Polwinkeln im Maximum herrschenden Kraft direkt untereinander vergleichbar. Aus den Kurven läßt sich ferner die Lage des Maximums ablesen und die prozentuale Änderung der Kraft in diesem Maximum auf die Längenausdehnung der Schale = 1 cm berechnen. Trägt man diese drei Größen — die zur Kompensation der im Maximum herrschenden Kraft nötigen Ströme der großen Spule, die prozentuale Änderung der Kraft im Maximum und seine Lage — als Funktion des Winkels, den die Magnetarme miteinander bilden, auf, so ist aus dem Diagramm (Fig. 13, I. II) folgendes zu entnehmen. Die Kraft $\mathfrak{F}$, wie die Kurve c veranschaulicht, nimmt mit abnehmendem Polwinkel sehr stark ab. Es sind aber, wie es die Kurven a zeigen, bei dem Polwinkel 180^0 sowohl für mittlere, wie für hohe Feldstärken die Maxima sehr spitz; sie werden mit abnehmendem Polwinkel flacher, bis bei ca. 144^0 die Änderung der Kraft für beide Feldstärken eine sehr geringe ist, und somit die erste Bedingung erfüllt wird. Da aber bei einer Stellung von ca. 144^0 die Kraft $\mathfrak{F}$ auch bei Magnetisierungsströmen von 2 Amp. ab noch gut meßbar ist, so verdient diese Stellung also den Vorzug. Kleinere Winkel, wie 144^0, sind nicht möglich anzuwenden, wie aus den Kurven b hervorgeht, denn bei 180^0 liegen die Maxima zwar an derselben Stelle, aber mit abnehmendem Winkel rücken sie mehr und mehr in den Raum zwischen den beiden Ellipsen hinein, wobei für mittlere Feldstärken die Verschiebung des Maximums nicht so stark ist, während sie für hohe Feldstärken so groß wird, daß das Maximum bei Winkeln kleiner wie 144

Figur 13.



Der Index 1 bezieht sich auf einen Magnetisierungsstrom von 7 Ampere.
Der Index 2 und Diagramm III auf einen Magnetisierungsstrom von 22 Ampere.

a = Kurve für die Änderung der im Maximum vorhandenen Kraft $\mathfrak{F}$. Ordinate: Änderung in ‰ auf 1 cm.

b = Kurven für die Lage des Maximums. Ordinate: Entfernung von der Stelle größter Annäherung der Polschuhe in mm.

c = Kurve für die Kraft $\mathfrak{F}$ im Maximum bei einem Magnetisierungsstrom von 22 Ampere. Ordinate: Kompensationsströme der großen Spule in Ampere.

d = Kurve für die mittleren Feldstärken im Maximum. Ordinate: Galvanometerausschläge s.

e = Kurve für die Änderung der Feldstärke im Maximum. Ordinate: Änderung in ‰ auf 1 cm.

über die Ellipse hinauszuliegen kommt. In diesem Gebiete wird aber die Ausbildung eines flachen Maximums durch Streuung an den Rändern der Ellipse gestört (vgl. weiter unten Fig. 14 und Bemerkungen dazu). Es wurde ferner bei jedem Winkel für 22 Amp. die mittlere Feldstärke auf die Längenausdehnung der Schale bestimmt und die Änderung der Feldstärke in Prozenten auf diese Ausdehnung berechnet. Trägt man auch diese Werte als Funktion des Winkels der Magnetarme in einem Diagramm auf, so erkennt man (vgl. Fig. 13 III d e), daß bei dem Winkel von ca. 144° die Feldstärke zwar um ca. 4% geringer ist, als bei dem Winkel 180°, daß aber die zweite Bedingung im ersten Falle bedeutend besser erfüllt ist. Es wurden daher bei einem Polwinkel von 145° 20′ die definitiven Messungen über die Abhängigkeit der Susceptibilität der Mangan- und Chromproben von hohen Feldstärken ausgeführt.

Bei diesen Messungen der Feldstärken wurde ein von du Bois angegebenes „Kugelspülchen“ [1]) benutzt mit dem außerordentlich kleinen Durchmesser von 3 mm, das zur topographischen Feldausmessung ungleichförmiger Felder dienen kann, da es so gewickelt ist, daß der beim Herausziehen der Spule aus dem Felde am Galvanometer bewirkte Ausschlag proportional dem im Mittelpunkte herrschenden Feldstärkenwerte ist; es ist das Spülchen eingelegt in ein Ebonitstäbchen von 30 cm Länge, 15 mm Höhe und 4 mm Breite.[2]) Das Stäbchen wurde auf einem vierrädrigen Wagen aufgeklemmt, sodaß die Windungsfläche senkrecht war zum Verlauf der Kraftlinien; der Wagen lief mit großer Leichtigkeit auf einer horizontalen, 1,20 m langen Holzschiene, und es genügte ein kleiner Zug, um die Spule ca. 80 cm weit aus dem Felde herauszufahren, wo die Feldstärke sozusagen Null war. Da es sich in diesem Falle nur um vergleichende Messungen handelte, so konnten die Ausschläge am Galvanometer direkt im Diagramm 13 aufgetragen werden, und eine Bestimmung der Windungsfläche war noch nicht nötig.

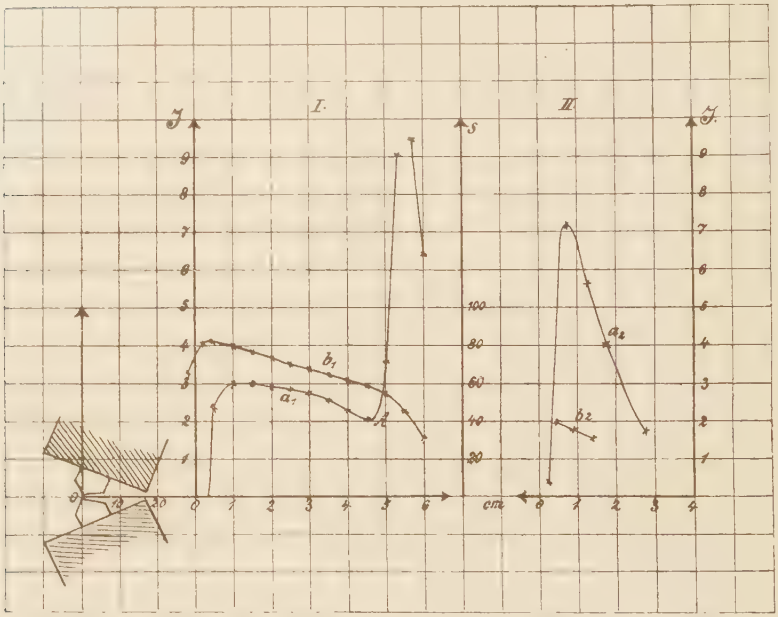
Daß bei diesem Polwinkel 145° 20′ tatsächlich die Bedingungen des flachen Maximums der Kraft $\mathfrak{F}$ und der geringen

1) Vgl. du Bois, Zeitschrift für Instrumentenkunde (l. c. S. 377).

2) bezogen vom Mechaniker des Boscha-Laboratoriums, Berlin NW 40, Herwarthstr. 4 und Kronprinzenufer 18.

Änderung der Feldstärke in diesem Maximum erfüllt sind, ist aus den in Fig. 14 I angegebenen Kurven zu ersehen, die den Ver-

Figur 14.



I. bezieht sich auf einen Winkel d. Polachsen von 145° 20′ und 6 mm Polabstand.
II. bezieht sich auf einen Winkel d. Polachsen von 180° und 15 mm Polabstand.
a_1 a_2 Kurven für den Verlauf der Kraft $\mathfrak{F}$ bei einem Magnetisierungsstrom von 5 bezw. 4,5 Ampere. Ordinaten: Kompensationsströme in der großen Spule.
b_1 b_2 Kurven für den Verlauf der Feldstärken bei den entsprechenden Magnetisierungsströmen. Ordinaten: Ausschläge des Galvanometers s.

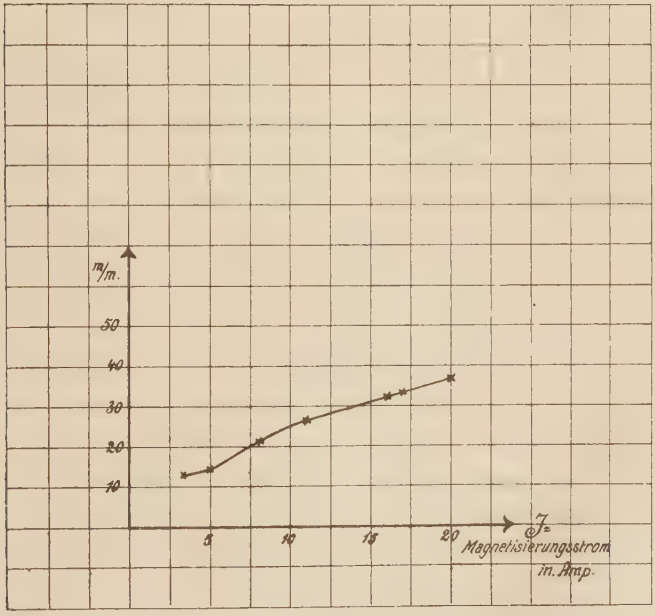
lauf von $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{H}$ in der Linie Ox für einen Magnetisierungsstrom von 5 Amp. darstellen. Man sieht, daß außerhalb des Raumes zwischen den Ellipsen im Punkte A noch einmal ein steiles Ansteigen der Kraft $\mathfrak{F}$ erfolgt, das dadurch bedingt ist, daß der Feldgradient an dieser Stelle außerordentlich groß wird.

Da die Platinschale eine große Ausdehnung in der Höhe besitzt, so ist zu prüfen, ob sich $\mathfrak{F}$ mit der Höhe nicht ändert; es müßte, wenn dies der Fall wäre, die mit verschiedenen Volumina

der Aichlösung bestimmte Apparatkonstante verschiedene Werte ergeben. Daß dies nicht der Fall ist, wurde dadurch nachgewiesen, daß mit zwei Mengen $m_1 = 0{,}2334$ gr und $m_2 = 0{,}4338$ gr der Aichlösung die Apparatkonstante für einen Magnetisierungsstrom von 10 Amp. festgestellt wurde bei einem Strom der kleinen Spule von 0,121 Amp. Es ergab sich im ersten Falle $0{,}1508 \cdot 10^{-6}$, im zweiten Falle $0{,}1512 \cdot 10^{-6}$, also eine genügende Übereinstimmung.

Es verschiebt sich mit dem Magnetisierungsstrom das Maximum, wie erwähnt. Da für die Messungen die Lage des Maximums be-

Figur 15.



Kurve und Tabelle für die Verschiebung des Maximums mit der Stromstärke.

Magnetisierungsstrom in Amp.	Entfernung des Maximums von der Stelle größter Annäherung der Pole in mm
3,2	13,0
5,0	14,5
8,0	21,8
11,0	26,5
16,0	32,2
17,0	33,5
20,0	37,0

kannt sein muß, so wurde für eine Anzahl von Stromstärken die Lage des Maximums bestimmt, und die gefundenen Werte zu einer Kurve (siehe Fig. 15) vereinigt, indem der Magnetisierungsstrom als Abscisse und die Entfernung des Maximums von der Stelle größter Annäherung der Polschuhe als Ordinate aufgetragen wurde; man sieht, daß für kleinere Magnetisierungsströme die Verschiebung nicht so stark ist, wie für höhere. Durch Interpolation konnte dann leicht für jeden Magnetisierungsstrom die Lage des Maximums abgelesen werden.

b) Bei niederen Feldstärken.

Es zeigte sich, daß für Magnetisierungsströme unter 2 Amp. die Kraft $\mathfrak{F}$ sehr klein wird, und deshalb ließ sich bei dieser Stellung der Arme des Magneten eine Messung von $\varkappa_m$ für kleine Feldstärken nicht durchführen. Überhaupt ist für Messungen mit kleinen Feldstärken eine so starke Annäherung der Pole ungünstig, weil das Feld mit den Magnetisierungsströmen sehr rasch zu großen Werten anwächst (vgl. Fig. 16). Es wurden deshalb die Pole aneinandergerückt bis auf einen Abstand von 15 mm und unter dem Winkel 180° eingestellt, weil nach dem Diagramm 13 bei diesem Winkel die größte Kraftwirkung zu erwarten ist. Bei einem solchen Abstand ist auch schon bei diesem Winkel das Maximum flach genug, um Messungen anstellen zu können (vgl. Figur 14, II a_2), wenn man darauf achtet, daß die zu untersuchende Substanz immer dieselbe Längenausdehnung hat und genau an dieselbe Stelle gebracht wird. Das ist um so wichtiger, als die Änderung der Feldstärke im Maximum eine ziemlich starke ist (vgl. Figur 14 II b_2). Es wurde aber diese Stellung, obwohl die beiden am Anfang des Abschnitts erwähnten Bedingungen nicht sehr zufriedenstellend erfüllt sind, beibehalten, weil bei den kleinen Feldstärken, bei denen die Susceptibilität der Mangan- und Chromproben zu untersuchen war, allein bei dieser Anordnung, bei der $\mathfrak{F}$ durch die Größe des Feldgradienten erhöht wird, eine gut meßbare Kraft auftritt. Das Maximum lag für alle Magnetisierungsströme praktisch an derselben Stelle, und zwar an einem 9,3 mm von der Stelle größter Annäherung der Polschuhe entfernten Punkt.

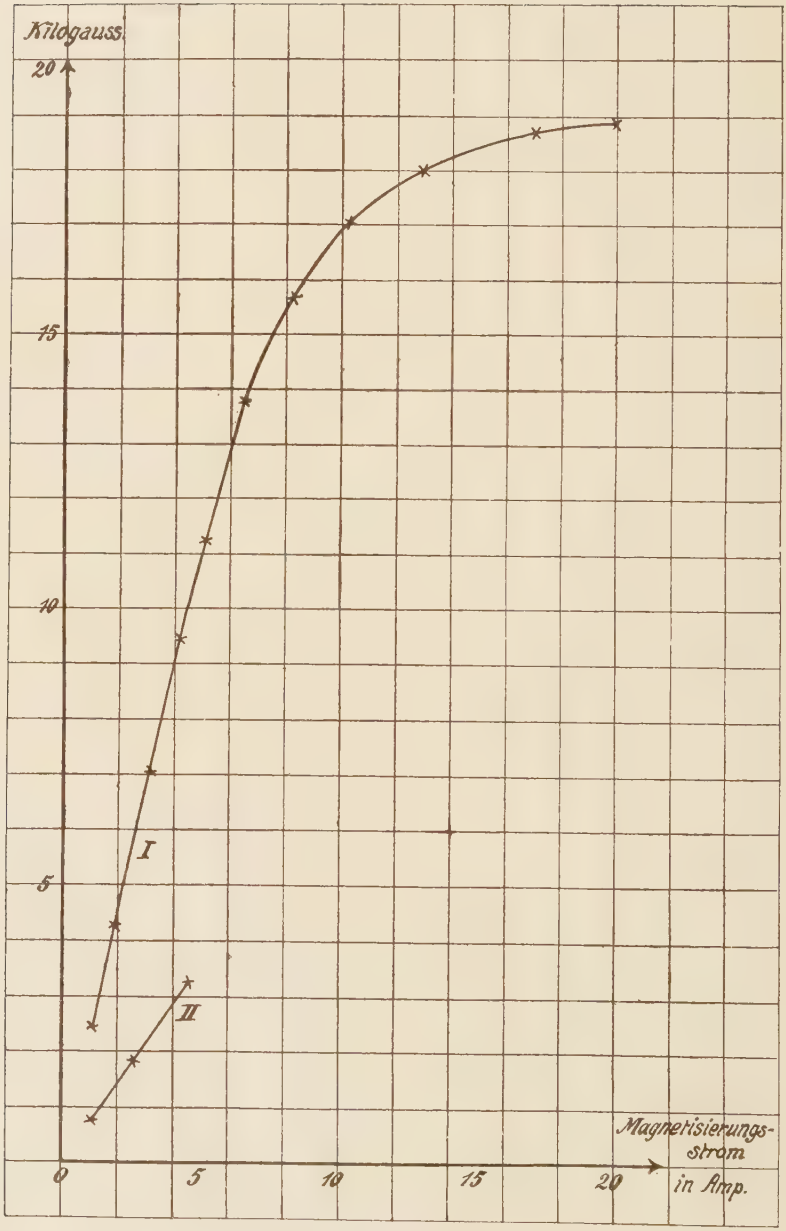
4. Bestimmung der im Maximum herrschenden Feldstärken.

Um die Susceptibilität als Funktion von $\mathfrak{H}$ zu kennen, muß die im Maximum bei den einzelnen Magnetisierungsströmen herrschende Feldstärke bestimmt werden. Bei dieser Messung wurde, wie bei den früheren Messungen über den Verlauf der Feldstärke in der Linie Ox das von du Bois angegebene Kugelspülchen[1]) benutzt. Da es sich in diesem Falle um die Kenntnis der absoluten Werte handelt, so mußte die Windungsfläche des Spülchens bekannt sein. Die Bestimmung der Windungsfläche durch die Beobachtung des Induktionsstoßes, den die Umkehr des bekannten Feldes einer Normalspule im Spülchen hervorbringt, ließ sich hier nicht durchführen, da infolge der Einlagerung in das Ebonitstäbchen das Spülchen sich nicht senkrecht zu den Kraftlinien im Innern einer solchen Spule montieren ließ. Es mußte deshalb folgender Weg eingeschlagen werden. Es wurde das magnetische Feld eines großen Edelmannschen Elektromagneten, dessen zylindrische ebene Pole vom Durchmesser 53 mm auf 17 mm auseinandergezogen waren, bei einem Magnetisierungsstrom von 5 Amp. mit Hilfe des Kugelspülchens im Umkreis von 1 cm um die magnetische Achse untersucht. Es zeigte sich, daß es gleichförmig genug war, um die Feldstärke, die durch die bei den Steighöhenversuchen benutzte Spule mit der bekannten Windungsfläche 525,1 qcm bestimmt wurde, gleich dem in der magnetischen Achse herrschenden Feldstärkenwerte setzen zu können. Die mit dieser Spule in der wie auf S. 31 beschriebenen Weise ausgeführte Messung ergab $\mathfrak{H}$ gleich 8546,0 Gauß; es wurde dann dieselbe Feldstärke in der Kugelspule zum Verschwinden gebracht, und aus dem Ausschlag am ballistischen Galvanometer und dessen Reduktionsfaktor läßt sich dann die Windungsfläche berechnen. Es fand sich $f = 8{,}54$ qcm.

Als auf die Probe wirkende Feldstärke ist der Mittelwert der Feldstärke über die Längenausdehnung der Substanz gleich der Länge der Platinschale (= 1 cm) anzusehen. Demgemäß wurde die Spule im Maximum, 5 mm vor und dahinter eingestellt und jedesmal dreimal die Ausschläge am ballistischen Galvanometer beim Herausziehen des Kugelspülchens abgelesen, und der Mittelwert gebildet. Bei der ersten Polstellung wurden Messungen

1) Vgl. du Bois Instrumentenkunde (l. c. S. 377).

Figur 16.



Kurven für die im Maximum herrschenden Feldstärkenwerte.

dieser Art bei 11 Stromstärken gemacht, bei der zweiten bei 3 Stromstärken. Der ballistische Reduktionsfaktor wurde vor und nach jeder Messung mit der Induktionsnormalen bestimmt, sodaß damit alle Werte zur Berechnung der Feldstärken gegeben sind.

Magnetisierungsstrom in Amp.	Kilogauß	Magnetisierungsstrom in Amp.	Kilogauß
1,1	2,47	8,4	15,86
1,89	4,22	10,3	17,06
3,18	7,06	13,0	17,96
4,24	9,49	17,0	18,66
5,20	11,28	20,0	18,87
6,60	13,78		

I. Polwinkel 145° 20′ Abstand 6 mm.

Magnetisierungsstrom in Amp.	Kilogauß
1,08	0,742
2,60	1,865
4,50	3,248

II. Polwinkel 180°. Abstand 15 mm.

Vereinigt man die berechneten Werte zu einer Kurve, indem man sie als Funktion des Magnetisierungsstromes aufträgt, so kann man aus dieser für jeden beliebigen Magnetisierungsstrom den im Maximum herrschenden Feldstärkenwert ablesen (vgl. Fig. 16). Er beträgt für 20 Amp. 18,87 Kilogauß.

VI. Messung der Susceptibilität.

1. Praktische Ausführung der Messungen.

Nach diesen Vorbereitungen war es möglich, an die eigentlichen Messungen heranzugehen. Über ihre praktische Ausführung ist noch folgendes zu bemerken. Wenn man den Strom in der kleinen Spule auch so klein macht wie möglich, so bleibt doch bei dem geringen Abstand eine geringe Einwirkung des Feldes des Magneten bestehen, die sich je nach Richtung des Stromes in einer Anziehung oder Abstoßung der kleinen Spule äußert; man kann sich von dieser Einwirkung unabhängig machen, wenn man die Messungen auf folgende Art durchführt. Man kompensiert die bei Erregung des Magneten erfolgte Ablenkung des Lichtzeigers durch Einschalten der Ströme J_1 in der großen, i in der kleinen Spule, kommutiert den Strom in beiden Spulen, läßt ihn in der kleinen konstant und reguliert den Strom der großen Spule bis zu einem Werte J_2, bei dem wieder Kompensation eintritt. Dann geht in unsere Formeln das arithmetische Mittel von J_1 und J_2 ein, und man erhält für paramagnetische Körper nach Gleich. (7)

$$m\,\varkappa_m = B\,\frac{J_1 + J_2}{2}\,i. \tag{12}$$

Läßt man sowohl bei der Aichung wie bei den Messungen mit der zu untersuchenden Substanz den Strom der kleinen Spule konstant, so kann man einfach setzen

$$m\,\varkappa_m = A\,(J_1 + J_2) = A\,S_J. \tag{13}$$

Für ferromagnetische Körper erhalten wir bei derselben Voraussetzung

$$\varkappa_m = \frac{A}{m}\,S_J - \frac{1}{2}\,\mathfrak{H}\,\frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}}, \tag{14}$$

und die Bestimmungsgleichungen für $\frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}}$ werden von der Form

$$a_0 + \frac{3}{2} a_1 \mathfrak{H} + 2 a_2 \mathfrak{H}^2 = \frac{A}{m} S_J. \qquad (15)$$

Hierin ist A also empirisch durch einen parmagnetischen Körper bekannter Susceptibilität zu bestimmen.

An dieser Stelle muß bemerkt werden, daß bei den im vorigen Abschnitt beschriebenen Messungen diese Einwirkungen natürlich schon berücksichtigt wurden. Die angegebenen Kompensationsströme der großen Spule entsprechen dem Werte S_J, ebenso die auf Seite 49 angegebenen Apparatkonstanten der Größe A.

Die Messungen wurden in folgender Weise durchgeführt. Es wurde eine bestimmte Stromstärke eingeschaltet, auf $^1/_{10}$ Amp. genau abgelesen, die mit der Aichlösung gefüllte Schale in das Maximum gebracht, und die Ströme J_1 und J_2, die zur Kompensation nötig waren, drei- bis viermal bestimmt; die Schale wurde dann mit Wasser und Alkohol ausgespült, getrocknet, und der Magnet entmagnetisiert; die nun mit der zu untersuchenden Substanz gefüllte Schale wurde wieder genau an die alte Stelle gebracht, dasselbe Feld hervorgerufen, und wieder kompensiert. So wurden nacheinander die vier zu untersuchenden Substanzen eingeführt, und die Kompensationsströme in Tabellen eingetragen. Selbstverständlich sind die Kompensationsströme, die zur Aufhebung der auf die leere Platinschale und den Quarzstab ausgeübten Kräfte nötig sind, von den gemessenen abzuziehen. In dieser Weise wurden in der ersten Stellung der Magnetarme (145° 20′) Messungsreihen aufgenommen bei den Magnetisierungsströmen 3.0, 4.0, 20.0 Amp., in der zweiten (180°) bei 1.1, 1.7, 3.0, 4.0, 5.5 Amp.

Es wurde darauf geachtet, daß der Strom in der kleinen Spule, der auf $^1/_{1000}$ genau abgelesen werden konnte, immer sehr klein war. Der Höchstwert betrug 0,1520 Amp. Die gewöhnliche Größenordnung war aber 0,02—0,03 Amp. War der Strom in der großen Spule kleiner wie 1,2 Amp., so konnten $^1/_{100}$ Ampere abgelesen und $^1/_{1000}$ mußten geschätzt werden; war er größer, so mußten schon $^1/_{100}$ geschätzt werden. Die Massen der Substanzen,

die zur Verwendung kamen, schwankten zwischen 0,1 und 0,5 gr. Besonders bei den Messungen in der zweiten Stellung der Polschuhe wurde darauf gesehen, daß die verwendeten Massen immer die ganze Längenausdehnung der Platinschale einnahmen. Änderungen des Magnetisierungsstromes während der Dauer einer einzelnen Messung, die dadurch entstanden, daß der Widerstand der Drahtwindungen des Elektromagneten durch Erwärmung infolge des Stromdurchganges größer wurde, ließen sich mit Hilfe des kontinuierlichen Widerstandes W_4 (vgl. Fig. 5) vermeiden.

2. Bestimmung der Susceptibilität von Wasser.

Zur Beurteilung der Genauigkeit der Messungen will ich eine Messungsreihe angeben, deren Zweck es war, die spezifische Susceptibilität von Wasser zu bestimmen, um durch Vergleich mit den in der Literatur angegebenen Werten zu prüfen, ob die von der Apparatur gelieferten absoluten Werte richtig seien. Bei der Bestimmung der Apparatkonstanten bei einem Magnetisierungsstrom von 10 Amp. ergab sich für eine Masse der Aichlösung $m = 0{,}1691$ gr und eine Temperatur $t = 20{,}0^0$:

J_1	J_2	S_J	
7,79	8,37	16,16	Amp.
7,80	8,32	16,12	Amp.
7,77	8,40	16,17	Amp.
		Mittel 16,149	Amp.

Für eine Wassermenge von 0,3952 gr ergab sich — t ebenfalls $20{,}0^0$—:

J_1	J_2	S_J	
3,95	3,33	7,28	Amp.
3,97	3,32	7,29	Amp.
3,98	3,32	7,30	Amp.
		Mittel 7,29	Amp.

Man sieht, daß erst in den $^1/_{100}$ Amp., die, wie erwähnt, schon geschätzt werden mußten, Schwankungen auftreten. Da der Wert $S_J = 9{,}556$ Amp. als die zur Kompensation der auf die leere Schale ausgeübten Kräfte nötige Amperezahl von den gemessenen

S_J abzuziehen ist, so ergibt sich für die Apparatkonstante $A = 0{,}12982 \cdot 10^{-6}$ und als spezifische Susceptibilität des Wassers $\varkappa_m = -0{,}744 \cdot 10^{-6}$ bezogen auf Luft oder auf den leeren Raum, — wenn dessen Susceptibilität bezogen auf Luft gleich $-0{,}027$ gesetzt wird, $-0{,}717 \cdot 10^{-6}$ bei einer Temperatur von 20,0°. Nach den Tabellen von Landolt-Börnstein schwanken die Werte für Wasser zwischen $-0{,}80 \cdot 10^{-6}$ und $-0{,}65 \cdot 10^{-6}$. Als Mittelwert ergibt sich $-0{,}75 \cdot 10^{-6}$. Sehr genaue Bestimmungen sind in letzter Zeit von P. Séve[1]) ausgeführt worden. Er findet den Wert $-0{,}720 \cdot 10^{-6}$ bei einer Temperatur von 24,2° bezogen auf den leeren Raum. Nimmt man für Wasser als Temperaturkoeffizienten der Susceptibilität $\varepsilon_v = 0{,}00169$ an — den Mittelwert der Bestimmungen von Jäger und St. Meyer[2]) (0,00164) und von Piagessi[3]) (0,00175) — so wird, da der Ausdehnungskoeffizient des Wassers 0,00023 zwischen 20° und 25°[4]) beträgt, $\varepsilon_m = 0{,}00146$, und damit ergibt sich nach der Messung der Wert $\varkappa_m = -0{,}712 \cdot 10^{-6}$ bei 24,2°, also eine genügende Übereinstimmung mit dem Werte von P. Séve. Damit ist ein gutes Arbeiten der Apparatur verbürgt.

3. Berechnung der Susceptibilität von Mangan und Chrom.

Die Berechnungen der Werte der Susceptibilität der untersuchten Proben nach der Formel (13) für paramagnetische Substanzen ergab für verschiedene Feldstärken verschiedene Werte. Es war danach eine Abhängigkeit der Susceptibilität von der Feldstärke anzunehmen, und es mußte $\frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}}$ in der anf S. 15 u. 18 angegebenen Weise für kleine Bereiche als lineare Funktion berechnet werden. Da aber in den kleinen Bereichen, für welche die Berechnung durchzuführen war, drei Beobachtungen nicht immer vorlagen, so mußte folgender Weg eingeschlagen werden. Aus den Beobachtungen wurde für jede Polstellung eine Kurve für die Abhängigkeit des Ausdrucks $\frac{A}{m} S_J$ von der Feldstärke konstruiert;

1) P. Séve, Soc. Franc. de Phys. Nr. 30 S. 2—3, 1912.
2) Wiener Berichte 106, 189, S. 623.
3) Piagessi, Phys. Ztschr. 4, 1903, S. 347.
4) Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Phys. 1910, 11. Aufl., Tab. 5.

dann konnte für jede Feldstärke durch graphische Interpolation der zugehörige Wert dieses Ausdrucks festgestellt werden. Es konnten dann für kleine Bereiche von ca. 1000—1200 Gauß die Werte von $\frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}}$ und damit die Susceptibilitätswerte des untersuchten Mangans und Chroms berechnet werden.

II. Tabelle der Susceptibilitäten.

Feldstärke in Kilogauß	$\varkappa_m \cdot 10^{-6}$ Mn-mass.	$\varkappa_m \cdot 10^{-6}$ Mn-pulver	$\varkappa_m \cdot 10^{-6}$ Chrom-mass.	$\varkappa_m \cdot 10^{-6}$ Chrom-pulver
0.8	9.4	—	3.4	(740 Gauß) 3.82
1.0	10.3	10.7 (1.5 KG : 11.7)	(1100 Gauß) 4.1 (1.6 KG : 3.9)	(1.1 KG) 4.3
2.1	10.5	11.6	3.7	(1.5 KG : 4.9) (2.8 KG : 5.5)
3.3	10.2	11.1	3.6	5.4
7.0	9.9	10.3	3.5	4.2
10.0	9.8	10.2	3.5	4.1
13.5	9.7	9.9	3.5	4.05
16.0	9.5	9.7	3.5	4.0
18.9	9.4	9.6	3.5	3.9
	Max. bei ca. 1.1	Max. bei ca. 1.5	Max. bei ca. 1.1	Max. bei ca. 2.0

Nachdem diese Berechnung für eine große Anzahl kleiner Bereiche durchgeführt war, waren die $\varkappa_m$-Werte im ganzen Bereich der Feldstärke gegeben. In Tabelle II sind die berechneten Werte eingetragen.

VII. Zusammenstellung der Ergebnisse.

Wie schon bemerkt, bezogen sich die Untersuchungen, deren Resultate im folgenden zusammengestellt und erörtert werden sollen, auf vier Proben.

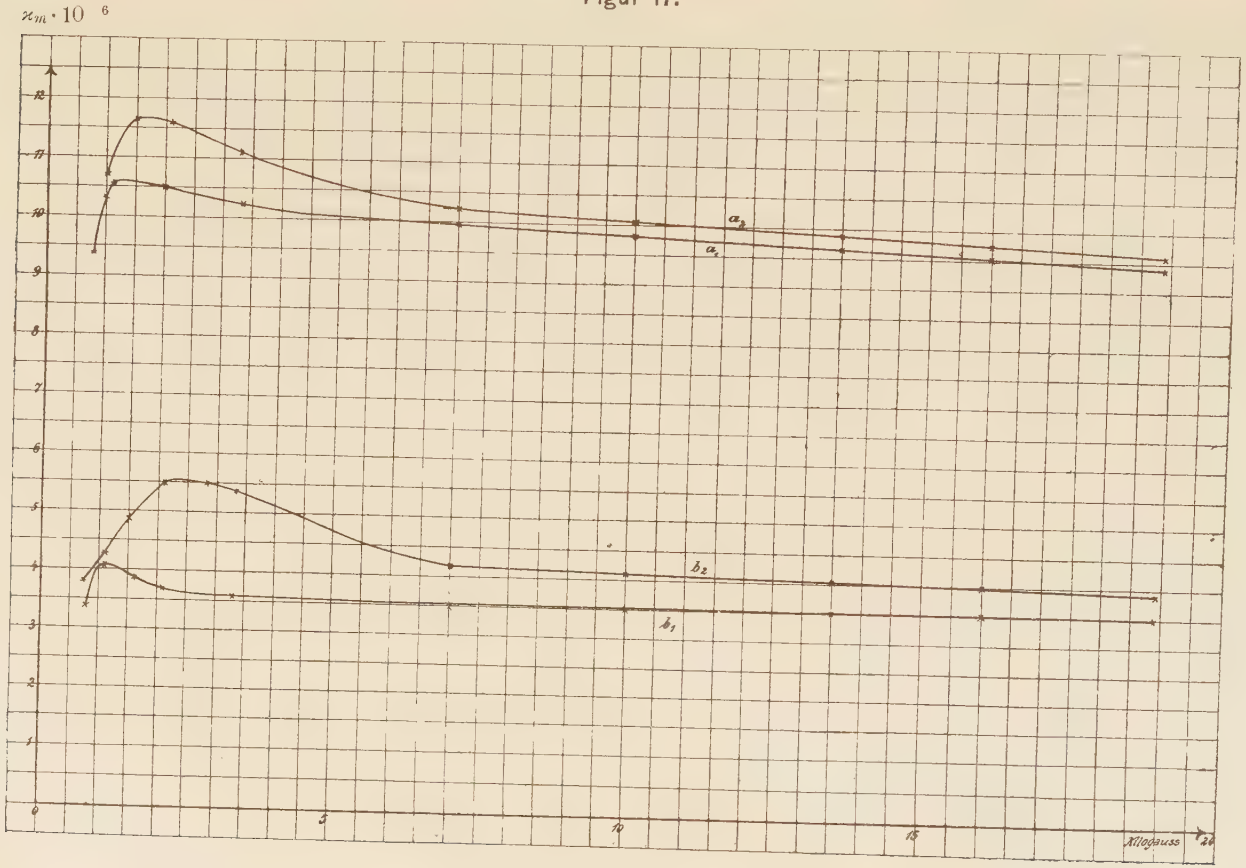
1. Mangan in sehr grobkörniger Form, dessen magnetische Eigenschaften von denen massiven Mangans sich nicht unterscheiden konnten, bezogen von der Firma Merck mit ca 1 % Eisen.
2. Feinstes Manganpulver desselben Materials.
3. Von Merck bezogenes Chrom in sehr grobkörniger Form, schon von Ihde untersucht mit 0,55 % Eisen.
4. Feinstes Chrompulver desselben Materials.

Zu erwähnen ist noch, daß das benutzte Mangan in luftdicht verschlossenen Fläschchen aufbewahrt wurde, um eine Oxydation, zu der diese Substanz besonders bei feuchter Luft neigt, zu verhüten.

Feststellung von Ferromagnetismus in Bezug auf die Variabilität der Susceptibilität mit der Feldstärke.

Trägt man die ermittelten Werte der spezifischen Susceptibilität als Funktion der Feldstärke auf, so steigen alle sich ergebenden Kurven mit wachsender Feldstärke bis zu einem Maximum an, um dann allmählich wieder abzufallen, wie dies aus der Figur 17 zu ersehen ist. Demnach zeigen sämtliche Kurven den typischen Verlauf der entsprechenden Kurven ferromagnetischer Körper. Es kommen also meine Untersuchungen zu demselben Schluß wie die von Ihde, daß Mangan und Chrom sich in Bezug auf die Variabilität der Susceptibilität mit der Feldstärke als ferromagnetisch erweisen, wenn auch die erhaltenen $\varkappa_m$-Werte in ihrer Größenordnung sich nicht aus denen der paramagnetischen Substanzen herausheben.

Figur 17.



Kurven der Susceptibilitäten.

Ferromagnetismus und Eisengehalt.

Da in allen Fällen die untersuchten Proben, wie die Angaben zeigen, Eisengehalt besitzen, so erscheint es zunächst als naheliegend, die Abhängigkeit der Susceptibilität von der Feldstärke auf diesen Eisengehalt zurückzuführen. Darüber ist folgendes zu bemerken. Man muß unterscheiden zwischen zweierlei Arten des Vorkommens von Eisen in Metallen. 1. kann Eisen auftreten in Gestalt von Körnchen, Lamellen u. s. w., d. h. frei als Verunreinigung, 2. in Verbindung mit dem Hauptkristall oder als Mischkristall. Die magnetischen Untersuchungen von Honda und Owen (s. S. 11 angegebene Arbeiten) haben nun folgendes gezeigt. Wenn Eisen als Verunreinigung in den Substanzen vorkommt, so bewirkt es eine Variabilität der Susceptibilität mit der Feldstärke in der Weise, daß die als Funktion der Feldstärke aufgetragenen Werte eine Kurve ergeben, die einen hyperbolischen Verlauf zeigt in dem Bereich, in dem das freie Eisen merklich gesättigt ist, d. h. im allgemeinen bei Feldern oberhalb 7 Kilogauß. Wenn dagegen Eisen in der zweiten Form auftritt, so ist seine Einwirkung auf die Werte der Susceptibilität eine andere. Honda schreibt (l. c. S. 1037): „Bildet das Eisen mit dem Hauptmetall eine Verbindung oder eisenarme Mischkristalle — d. h. also eine metallographisch homogene feste Lösung — so scheint es nicht mehr ferromagnetisch aufzutreten. Es können dann bei geringen Eisenmengen — etwa unter 2 % — magnetometrisch keine Magnetisierungswerte über 0,0001 C. G. S. konstatiert werden. Das Eisen tritt nur mehr paramagnetisch auf und wirkt dann viel weniger störend, obwohl sein Einfluß auch in dieser Form nicht immer vernachlässigt werden kann“. Wir müssen also in unserem Falle zu entscheiden suchen, in welcher Form das Eisen in den untersuchten Proben vorkommt. Zur Entscheidung lassen sich zwei Arbeiten aus dem Institut von Tammann heranziehen. Die Untersuchung über Schmelzen von Mangan und Eisen führt zu dem in folgendem Zitate ausgesprochenen Resultat:[1] „Nach dem Schmelzdiagramm kristallisierte aus den Schmelzen keine Manganeisenverbindung. Die beiden Metalle bilden eine lückenlose Reihe von Mischkristallen“. Ähnliches gilt von Chrom.[2]

1) Levin und Tamann, Zeitschrift für anorganische Chemie, 47, p. 136, 1905.
2) Treitschke und Tamann, Zeitschr. für anorgan. Chemie, 55, p. 402, 1907.

In unserem Falle haben wir nun sicher einen Mangan- bezw. Chromguß vor uns, d. h. das in den Proben enthaltene Eisen muß als Mischkristall vorkommen. Da der Gehalt an Eisen in keinem Falle 2 % wird, so ist anzunehmen, daß der beobachtete Ferromagnetismus tatsächlich eine Eigenschaft des Mangans und Chroms selbst ist.

Vergleich mit anderen Ergebnissen.

Zu bemerken ist dazu vor allem auch, daß das von Ihde untersuchte chemisch reine Mangan ebenfalls Ferromagnetismus zeigte. Ferner hat Seckelson[1]) ferromagnetisches Mangan festgestellt, wie dies aus seinen Kurven hervorgeht (vgl. Bemerkung von Weiß und Ihde über seine Arbeit). Merkwürdige Resultate ergaben Versuche von P. Weiß.[2]) Er fand, daß chemisch reines Mangan vollkommen paramagnetisch sei, schmolz er dies aber im Wasserstoffstrom zusammen, so entstand ein Körper mit typisch ferromagnetischen Eigenschaften. Honda und Owen fanden für von Kahlbaum bezogenes Mangan Unabhängigkeit der Susceptibilität von der Feldstärke. Doch bemerkt Honda: „Dies Metall scheint ein unstetes Verhalten zu zeigen“ (l. c. S. 1051), und Owen fügt hinzu: „Die Resultate verschiedener Forscher zeigen, daß sich Proben dieses Metalles sehr verschieden verhalten“ (l. c. S. 683). Für von Kahlbaum bezogenes Chrom fand Honda Paramagnetismus, Owen ebenfalls für von Merck bezogenes Chrom. Daß diese beiden Forscher sowohl für Chrom wie für Mangan auf Paramagnetismus schlossen, ist vielleicht doch mit meinen Resultaten zu vereinbaren, weil die Änderung der Susceptibilität bei hohen Feldern, bei denen beide untersuchten, nicht so stark hervortritt.

Diskussion der Einzelwerte.

a) Mangan und Chrom massiv.

Wir wollen nun zu einer Diskussion der Einzelwerte übergehen. Zunächst ist auch bei massivem Mangan ein Maximum festgestellt, was Ihde bei der Unzulänglichkeit seiner Hilfsmittel noch nicht gelungen war. Das Maximum mit einem $\varkappa_m$-Werte von

1) Seckelson, Inaug.-Diss. Heidelberg 1898.

2) Sur les propriétés magnétiques du manganèse, du vanadium et du chrome. P. Weiß et Kamerlingh Onnes C. R. 150 S. 686—687, 1910.

$10{,}6 \times 10^{-6}$ liegt bei ca. 1100 Gauß. Die $\varkappa_m$-Werte nehmen mit wachsender Feldstärke zunächst rascher, dann sehr langsam ab, genau übereinstimmend mit den Ihdeschen Messungen. Bei ca. 19 Kilogauß hat die Susceptibilität den Wert $9{,}4 \times 10^{-6}$.

Nummerisch stimmt der Wert einigermaßen mit den von Honda und Owen ermittelten überein. Honda fand $10{,}7 \times 10^{-6}$, Owen $8{,}9 \times 10^{-6}$. Ihde hat die Susceptibilität bezogen auf die Volumeneinheit bestimmt. Rechnet man um, indem man der Dichte von Mangan den Wert 7,4 beilegt, so findet er die Susceptibilität des massiven Mangans bei 1000 Gauß zu $11{,}9 \times 10^{-6}$, bei 5000 Gauß zu $9{,}6 \times 10^{-6}$. Meine Messungen ergeben $10{,}3 \times 10^{-6}$ bezw. $10{,}1 \times 10^{-6}$.

Das massive Chrom zeigt im wesentlichen dieselben Verhältnisse wie Mangan. Die Kurve der Susceptibilität besitzt mit einem $\varkappa_m$-Werte von $4{,}1 \times 10^{-6}$ bei ca. 1100 Gauß ein Maximum. Es fällt auf, daß nach einem raschen Abfall ein ganz sanftes Absteigen der Kurve mit wachsender Feldstärke erfolgt. Die Änderung der Susceptibilität bei Feldern von 3—19 Kilogauß beträgt sicher nicht mehr als 1 %. Der $\varkappa_m$-Wert bei einem Felde von ca. 19000 Gauß beträgt $3{,}5 \times 10^{-6}$. Nummerisch stimmt auch dieser Wert mit denen von Honda und Owen überein. Honda fand $3{,}7 \times 10^{-6}$, Owen $2{,}9 \times 10^{-6}$. Rechnet man die Werte von Ihde um, wobei die Dichte von Chrom als 6,8 anzunehmen ist, so ergibt sich für ein Feld von 1000 Gauß $5{,}4 \times 10^{-6}$, für ein Feld von 5000 Gauß $3{,}9 \times 10^{-6}$, meine Messungen ergaben $4{,}0 \times 10^{-6}$ bezw. $3{,}5 \times 10^{-6}$.

b) Mangan und Chrompulver. Bestätigung der Theorie von Ihde.

Bei den Pulvern beider Substanzen fällt auch hier die bedeutend erhöhte Magnetisierbarkeit auf. Diese bedeutende Erhöhung tritt erst dann ein, wenn man das Mangan bezw. Chrom im Achatmörser fast vollkommen zu Staub pulverisiert. Es ist zu konstatieren, daß es mir weder für Chrom noch für Mangan gelungen ist, eine Erhöhung von 100 % zu erhalten, wie sie Ihde gefunden hat. Bei Mangan beträgt sie bei mir im Maximum 15 % bei Chrom 50 %. Die geringe Erhöhung bei Mangan erklärt sich vielleicht daraus, daß das neubezogene Mangan eine andere Struktur besitzt, wie das von Ihde untersuchte. Daraus erklärt es sich

wohl auch, daß bei meinem Pulver das Maximum der Susceptibilität eine andere Lage besitzt wie bei den Ihde'schen Pulvern. Ihde hat für die merkwürdige Erhöhung der Susceptibilität bei Pulvern eine schon in der Einleitung angedeutete Erklärung gegeben. Er nimmt an, wie es ja auch natürlich ist, daß bei der Zerkleinerung der Substanz der Molekularmagnetismus derselbe bleibt. Dagegen bedeutet die Zerkleinerung zweifellos „eine Vermehrung derjenigen Moleküle, die nicht mehr im Inneren eines fest gefügten Komplexes stehen, sondern an der Oberfläche der untersuchten Probe". Und zwar wird diese Anzahl um so größer werden, je größer die Gesamtoberfläche d. h., je feiner das Korn ist. Ob man nun einen Reibungswiderstand annimmt, oder eine verschieden starke Richtbarkeit der Elementarmagnete, jedenfalls kann man sich vorstellen, daß die Molekeln an der Oberfläche der Richtkraft des Feldes leichter Folge leisten können, als die im Innern liegenden Elementarmagnete. Je mehr Elementarmagnete also an der Oberfläche liegen und „damit unter der Bedingung der freieren Richtbarkeit stehen, um so stärker wird die Magnetisierbarkeit pro Masseneinheit der Probe sein" und somit umso größer, je feiner das Pulver ist. Demnach wäre durch die vermehrte Anzahl der freier richtbareren Molekeln an der Oberfläche die Erhöhung der spezifischen Susceptibilität bei Pulvern zu erklären. Die Bestätigung dieser Theorie muß durch die Erscheinungen in hohen Feldern geliefert werden. Je höher nämlich die auf die Probe wirkenden Felder sein werden, umso geringer muß der Einfluß der an der Oberfläche liegenden Molekeln gegenüber dem Einfluß der im Innern liegenden Elementarmagnete auf den Wert der Susceptibilität bezogen auf die Masseneinheit werden. Es muß also bei genügend starken Feldern eine Annäherung der auf die Masseneinheit bezogenen Susceptibilitätswerte von massiver und pulverförmiger Substanz eintreten. Aus den Kurven ersieht man nun sofort, daß das Vorauseilen der Susceptibilitätswerte des Pulvers gegenüber den Werten der massiven Substanz mit größer werdender Feldstärke allmählich wieder eingeholt wird, und daß also tatsächlich mit wachsender Feldstärke die Susceptibilitätswerte sich nähern. Es kann daher wohl kein Zweifel bestehen, daß für nur genügend hohe Feldstärken die Werte für Pulver und massive Substanz zusammenfallen werden. Damit erscheint die Annahme von Ihde bewiesen.

Vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institute der Universität Marburg ausgeführt. Es sei mir gestattet, auch an dieser Stelle dem Direktor des Institutes

Herrn Prof. Dr. F. Richarz

für die Anregung zu dieser Arbeit und das mir stets entgegengebrachte rege Interesse meinen Dank auszusprechen.

Ferner bin ich

Herrn Privatdozent Dr. E. Take

für die dauernde, liebenswürdige Unterstützung und gütigst erteilten Ratschläge bei Anfertigung dieser Arbeit zu großem Dank verpflichtet.

Lebenslauf.

Am 19 März 1891 wurde ich, Willy Lepke, in Frankfurt a. M. als Sohn des Kgl. Polizeisekretärs Franz Lepke geboren. Ich bin evangelischen Bekenntnisses und preußischer Staatsangehöriger. Ostern 1897 trat ich in die Vorschule der Klinger-Oberrealschule zu Frankfurt a. M. ein, besuchte von Ostern 1900 ab das Lessinggymnasium daselbst, das ich Ostern 1909 mit dem Zeugnis der Reife verließ, um Naturwissenschaften und Mathematik zu studieren. Die ersten beiden Semester war ich in Marburg immatrikuliert, im Sommer 1910 an der Universität München. Dort war ich zugleich als Hörer an der technischen Hochschule eingeschrieben. Seit Winter 1910/11 bin ich wieder in Marburg. Das Examen rigorosum bestand ich am 12. November 1913. In der folgenden Zeit bereitete ich mich in Marburg auf das Staatsexamen vor.

Meine akademischen Lehrer, denen ich zu großem Danke verpflichtet bin, waren:

In Marburg: Bauer, Cohen, Diels, Feußner, Hensel, Korschelt, Meyer, Natorp, Neumann, Richarz, Schenck, Schulze, Schücking, Take.

In München: Burkhardt, Doflein, Donle, Grätz, Hegi, Röntgen, Voß.